

N° d'Ordre :

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3° CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Jean GIZON

POLARISATION NUCLEAIRE DE NOYAUX D' OR 198
DISSOUS DANS LE GADOLINIUM

Soutenue en 1963 devant la Commission d'Examen :

MM. L.WEIL, Président
A.MOUSSA Examineurs
Y.AYANT

PROFESSEURS SANS CHAIRE :

SILBER R.	MECANIQUE DES FLUIDES
MOUSSIEGT J.	ELECTRONIQUE
BARBIER J. Cl.	PHYSIQUE
BUYLE-BODIN	ELECTRONIQUE
Mme KOFLER	BOTANIQUE
DREYFUS	THERMODYNAMIQUE
VAILLANT	ZOOLOGIE ET HYDROBIOLOGIE

PROFESSEURS ASSOCIES :

RADENKOVIC D.	MECANIQUE
BEUN	THERMODYNAMIQUE
BORELLI	MECANIQUE
REIZNICK	PHYSIOLOGIE VEGETALE
LUMER	MATHEMATIQUES

MAITRES DE CONFERENCES :

Mme LUMER L.	MATHEMATIQUES
PERRET R.	SERVOMECHANISMES
ARNAUD P.	CHIMIE
Mme BARBIER M. J.	ELECTROCHIMIE
BRISSENEAU P.	PHYSIQUE
COHEN J.	ELECTROTECHNIQUE
Mme SOUTIF J.	PHYSIQUE
DEPASSEL R.	MECANIQUE
ROBERT A.	CHIMIE PAPETIERE
ANGLES D'AURIAC	MECANIQUE DES FLUIDES
BIAREZ J.	MECANIQUE PHYSIQUE
COUMES A.	ELECTRONIQUE
DODU J.	MECANIQUE DES FLUIDES
DUCROS P.	MINERALOGIE ET CRISTALLOGRAPHIE
GIDON P.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
GLENAT R.	CHIMIE
HACQUES G.	CALCUL NUMERIQUE
LANCIA R.	PHYSIQUE AUTOMATIQUE
PEBAY-PEROULA J.	PHYSIQUE
GASTINEL N.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
LACAZE A.	THERMODYNAMIQUE
GAGNAIRE D.	CHIMIE PAPETIERE
DEGRANGE C.	ZOOLOGIE
KLEIN J.	MATHEMATIQUES
Mme KAHANE J.	PHYSIQUE
RASSAT	CHIMIE SYSTEMATIQUE
DEPORTES C.	CHIMIE
DEPOMMIER P.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
POLOUJADOFF M.	ELECTROTECHNIQUE
BARRA J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
Mme BOUCHE L.	MATHEMATIQUES
PERRIAUX J.	GEOLOGIE
SARROT-REYNAUD	GEOLOGIE
CAUQUIS G.	CHIMIE GENERALE
LABBE A.	BOTANIQUE
BETHOUX P.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES

AVANT-PROPOS

=====

Les travaux faisant l'objet de cette thèse ont été entrepris au Laboratoire des Basses Températures dirigé par Monsieur le Doyen WEIL et en coopération avec le Laboratoire de Chimie Nucléaire dirigé par Monsieur le Professeur MOUSSA.

Ils ont été réalisés sous la direction immédiate de Monsieur le Professeur MOUSSA à qui j'exprime ma vive reconnaissance pour l'intérêt constant et les nombreux conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie Monsieur le Doyen WEIL d'avoir bien voulu accepter de présider le jury chargé d'examiner cette thèse.

Le travail présenté ici a été réalisé en collaboration avec Monsieur N. LEITCH qui a conçu l'appareillage de basses températures. Qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements pour les discussions que nous avons eues et son aide au cours des expériences.

Je remercie Messieurs DREYFUS, LACAZE et GOODMAN de leurs conseils et des conversations profitables.

Je remercie également tous les techniciens qui ont contribué à la réalisation des dispositifs expérimentaux.

Je suis très reconnaissant au Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation pendant la durée de ces travaux.

I N T R O D U C T I O N

Les rayonnements émis par une source radioactive sont, en général répartis isotropiquement dans l'espace. Cependant pour un noyau donné, la probabilité d'émission d'un rayonnement dans une certaine direction dépend de l'angle de cette direction et du spin du noyau.

Donc, si par un procédé quelconque, on arrive à rendre anisotrope la répartition des spins d'un ensemble de noyaux radioactifs, l'émission de rayonnement par la source sera, en général, anisotrope.

Le spin I d'un noyau peut prendre, par rapport à un axe de quantification, $2I+1$ orientations possibles qui correspondent chacune à un sous-état caractérisé par le nombre quantique magnétique m ($m = -I, -I+1, \dots, I$). En l'absence de champ magnétique, chacun des niveaux d'énergie nucléaire est $2I+1$ fois dégénéré et est composé de $2I+1$ sous-niveaux caractérisés par des nombres quantiques m différents. La dégénérescence peut être levée par application d'un champ magnétique H au moment magnétique μ du noyau. Les sous-niveaux deviennent alors distincts et sont séparés par l'énergie $\Delta E = \frac{\mu H}{I}$.

En effet, l'énergie d'interaction correspondant au sous-niveau m est $E(m) = \vec{\mu} \cdot \vec{H} = \frac{\mu H m}{I}$, donc l'énergie séparant 2 sous-niveaux voisins caractérisés par m et $m+1$ est $E(m+1) - E(m) = \frac{\mu H}{I}$.

Considérons un ensemble de noyaux identiques caractérisés par I et m .

En l'absence de champ magnétique, leurs spins sont orientés au hasard et la probabilité a_m de trouver un noyau dans le sous-état m est indépendante de m . Les populations relatives des différents sous-états sont les mêmes.

Dans un champ magnétique H , la population a_m de chaque sous-niveau m est représentée par une distribution de Boltzmann :

$$a_m = A e^{-E/kT} = A e^{-\mu H/kTI}$$

. . / .

k étant la constante de Boltzmann, T la température absolue et A une constante de normalisation.

Donc, si on parvient à réaliser un champ magnétique élevé et une température assez basse, le facteur exponentiel peut différer appréciablement de l'unité. Les populations des sous-niveaux sont dans ce cas différentes. L'ensemble de noyaux est dit "orienté" par rapport à un axe car leurs spins sont ordonnés de telle sorte que a_m dépend de m .

Nous dirons que le système de noyaux orientés est polarisé s'il y a concentration de population dans les sous-niveaux $m > 0$ au détriment des sous-niveaux $m < 0$ (ou inversement) de telle sorte qu'il existe un spin résultant suivant l'axe de quantification. Le degré de polarisation se mesure à l'aide du coefficient $f_1 = \frac{\bar{I}_z}{I}$ où \bar{I}_z est la valeur moyenne de la projection de I sur l'axe de quantification.

Le système de noyaux est dit "aligné" si $a_m = a_{-m}$. Dans ce cas, $f_1 = 0$.

L'anisotropie ou la polarisation des rayonnements émis par un système de noyaux orientés permet de déterminer certaines caractéristiques des noyaux émetteurs : spin, parité des niveaux, caractéristiques des particules émises dans la désintégration ...

Le travail présenté ici porte sur la polarisation de noyaux d'Au¹⁹⁸ radioactifs dissous dans le gadolinium. Le champ interne du gadolinium qui est ferromagnétique oriente ces noyaux. La mesure de l'anisotropie du rayonnement de 411 KeV d'Au¹⁹⁸ permet de déterminer ce champ interne.

Ce type d'expériences montre la possibilité d'application de la physique nucléaire à l'étude de certaines propriétés magnétiques d'éléments ferromagnétiques.

CHAPITRE I

PRODUCTION DES NOYAUX ORIENTES

ABRAGAN et PRYCE [1] et BLEANEY [2][3] ont étudié les différentes méthodes d'orientation nucléaire en considérant l'hamiltonien \mathcal{H} qui traduit les perturbations des niveaux d'énergie électroniques et nucléaires d'un ion dans un cristal paramagnétique possédant un axe de symétrie oz, en présence d'un champ cristallin E et d'un champ magnétique extérieur H.

$$\mathcal{H} = \mu_{\text{BN}} \left[g_{\parallel} H_z S_z + g_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y) \right] + D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right] \\ + \left[A S_z I_z + B(S_x I_x + S_y I_y) \right] + P \left[I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right] - g_n \mu_{\text{BN}} \vec{H} \cdot \vec{I}$$

S et I sont les spins électronique et nucléaire,
 g_{\parallel} et g_{\perp} sont les composantes parallèle et perpendiculaire à oz du tenseur gyromagnétique électronique g.

- Le premier terme représente l'interaction entre le champ magnétique extérieur H et les électrons produisant le paramagnétisme ; le tenseur g rendant compte de l'anisotropie de la susceptibilité paramagnétique due au blocage partiel ou total des moments orbitaux produit par l'interaction entre les charges électroniques et les champs électriques créés par les ions voisins.
- Le deuxième terme : l'effet STARK dû à l'interaction entre les spins électroniques et le champ électrique cristallin.
- Le troisième terme : le couplage de structure hyperfine.

. . / .

- Le quatrième terme : le couplage entre le moment quadrupolaire nucléaire Q et le champ électrique cristallin.

$$P = \frac{3eQ}{4I(2I-1)} \cdot \frac{d^2V}{dz^2} \quad V \text{ étant le potentiel de champ électrique cristallin.}$$

- le dernier terme : le couplage entre le champ magnétique extérieur H et le moment dipolaire magnétique nucléaire μ .

Chaque méthode d'orientation est caractérisée par un terme prépondérant de l'hamiltonien.

I.1 METHODE DE GORTER (1934) [4] et KURTI-SIMON (1935) [5].

Elle est caractérisée par le dernier terme de \mathcal{H} et présente les plus grandes difficultés techniques. En effet, les moments magnétiques nucléaires étant très petits, il faut avoir recours à des champs magnétiques de l'ordre de 10^5 oersteds et des températures avoisinant 10^{-3} °K.

Comme dans tous les procédés, les basses températures sont obtenues par désaimantation adiabatique d'un sel paramagnétique.

I.2 METHODE DE GORTER (1948) [6] et ROSE (1949) [7].

ou de couplage par structure hyperfine combiné à l'orientation des spins électroniques par un champ extérieur.

Cette méthode indirecte utilise l'orientation des spins électroniques qui, par couplage de structure hyperfine, conduit à l'orientation des spins nucléaires. Ceci est possible car, dans les ions paramagnétiques, les électrons des couches non saturées produisent un champ magnétique intense ($\sim 10^6$ oe) au niveau du noyau.

Les termes prépondérants de \mathcal{H} sont le 1er et le 3ème ; un champ extérieur de quelques centaines d'oersteds suffit pour obtenir une polarisation appréciable à 10^{-2} °K.

I.3 METHODE DE BLEANEY (1951) [2] [3] [8] [9].

Dans certains cristaux de sels paramagnétiques, le grand champ cristallin produit par les molécules d'eau voisines remplace le champ magnétique externe. Ce champ cristallin tend à faire

. . / .

précesser les moments électroniques autour de l'axe cristallin, donc par couplage de structure hyperfine, on aura orientation nucléaire dans le même domaine de température que précédemment. Cette méthode ne peut donner que l'alignement nucléaire. Les termes 2 et 3 de l'hamiltonien sont prépondérants.

I.4 METHODE DE POUND (1949) [8] [10] [11].

ou de couplage du champ électrique cristallin au moment quadrupolaire du noyau. Ceci est dû à la propriété de certains cristaux d'avoir une forte anisotropie de champ électrique cristallin ; il est nécessaire d'utiliser un monocristal pour avoir un axe préférentiel.

Le terme agissant de \mathcal{H} est le 4ème. Ce terme dépendant de m^2 , la méthode de POUND conduit à un alignement.

I.5 METHODE D'ABRAGAM (1956) [12].

ou méthode non-stationnaire d'orientation dans le cas de grands temps de relaxation.

Elle utilise la structure hyperfine des ions paramagnétiques ou des atomes dans des solides en présence d'un champ magnétique externe H . Elle est basée sur les grands temps de relaxation nucléaire à basse température. L'hamiltonien a l'expression suivante

$$\mathcal{H} = g \mu_{BN} \vec{H} \cdot \vec{S} + A \vec{I} \cdot \vec{S}$$

Considérons à titre d'exemple un solide contenant des centres paramagnétiques (ions ou atomes) dans l'état $2S_{1/2}$ et ayant un spin nucléaire $I = 1/2$. Admettons que le couplage hyperfin est isotrope ($g_{\parallel} = g_{\perp}$), la structure hyperfine étant alors résolue. Dans la base où I_z et S_z sont diagonaux, les quatre niveaux d'énergie ont les fonctions d'onde suivantes :

$$a = |S_z, I_z\rangle = |+1/2, +1/2\rangle = |++\rangle \quad b = |+-\rangle \quad c = |--\rangle \quad d = |-+\rangle$$

Pour $H \rightarrow 0$, ces quatre états tendent vers :

$$\left. \begin{aligned} a' &= |++\rangle \\ b' &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|+-\rangle + |--\rangle] \\ c' &= |--\rangle \end{aligned} \right\} \text{ pour l'état triplet } (F = I + J = 1)$$

$$\text{et } d' = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+-\rangle - |--\rangle] \quad \text{pour l'état singulet } (F = 0)$$

... / .

Soit H_M un champ élevé de départ. Les populations des états a et b sont négligeables, celles de c et d sont sensiblement égales à $1/2$. Le degré de polarisation f_1 est très petit.

Si on diminue adiabatiquement H jusqu'à la valeur faible H_m en un temps τ court devant le temps de relaxation spin-réseau t des centres paramagnétiques, on obtient une population nulle pour a' et b'. De même pour d'.

Le degré de polarisation est $f_1 = -1/2$. La polarisation décroîtra vers zéro avec une constante de temps t . L'intérêt de cette méthode réside dans l'existence de substances ayant des temps de relaxation de l'ordre de 1 minute à $1,5^\circ\text{K}$ (c'est le cas d'atomes d'As en impuretés dans un cristal de Silicium).

Le procédé employé dans notre expérience consiste à orienter les noyaux par interaction, à très basse température, d'un champ magnétique avec leur moment magnétique ou plus précisément la méthode indirecte d'orientation utilisant le couplage par structure hyperfine combiné à l'orientation des spins électroniques par un champ extérieur, préconisée par GORTER et ROSE.

En effet, l'orientation des spins électroniques doit, par couplage hyperfin, conduire à l'orientation des spins nucléaires. Dans les atomes paramagnétiques, le noyau est soumis à un champ magnétique intense créé par les électrons des couches non saturées. Dans l'état ferromagnétique, qui est celui du gadolinium en-dessous de son point de Curie (290°K), les moments magnétiques atomiques sont alignés par le champ moléculaire, l'orientation de l'ensemble étant assurée par un champ magnétique extérieur suffisant (environ 2000 oe) pour amener à un état voisin de la saturation.

Ce champ n'étant pas négligeable, il est nécessaire que l'échantillon et le sel paramagnétique refroidi par désaimantation soient assez distants puisque le sel paramagnétique doit être amené dans un champ très faible.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'ORIENTATION DES NOYAUX ATOMIQUES
PAR LES PARAMETRES D'ORIENTATION f_k

II.1 MATRICE DENSITE.

II.1.1 Définition de la matrice densité et propriétés.

En mécanique statistique classique, l'état d'un système à f degrés de liberté se représente par la position d'un point dans l'espace des phases $p - q$ à $2f$ dimensions et un ensemble de tels systèmes par un "nuage" de points dans cet espace distribués avec la densité ρ . NEUMANN a montré qu'une quantité appelée matrice densité de composantes ρ_{mn} peut être introduite en mécanique quantique pour jouer un rôle similaire à celui de la densité ρ de la mécanique classique.

Considérons un ensemble de N systèmes quantiques identiques n'interagissant pas. Un de ces systèmes peut être représenté par une fonction :

$$\psi(q, t) = \sum_k c(k, t) u(k, q)$$
 où les $c(k, t)$ sont les composantes de la fonction ψ dans la base des fonctions propres $u(k, q)$ normalisées et orthogonales. La variable k représente l'ensemble des nombres quantiques. La matrice densité peut être définie par ses composantes :

$$\rho_{mn} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N c_{\alpha}^*(n, t) c_{\alpha}(m, t) = c_n^* c_m$$

dans lesquelles nous prenons une moyenne des produits $c^*(n, t) c(m, t)$ pour les systèmes $\alpha (\alpha=1 \dots N)$ de l'ensemble.

. . / .

$c_n^* c_n$ représente la probabilité P_n de trouver un système décrit par $\psi(q, t)$ dans un état dont la fonction propre est $u(n, q)$. Les éléments diagonaux de ρ sont donc nécessairement non négatifs

$$\int \psi^* \psi dq = \sum_k c^*(k, t) c(k, t) = \sum_k c_k^* c_k = 1$$

donc :

$$\sum_k P_k = \sum_k \rho_{kk} = \sum_k c_k^* c_k = 1 \quad \text{c'est-à-dire} \quad \text{Tr } \rho = 1$$

Ce résultat donnant la probabilité unité peut être considéré comme l'analogie quantique de l'expression classique de normalisation :

$$\iint e^{dq_1 \dots dq_f dp_1 \dots dp_f} = 1$$

Pour un système unique, la valeur moyenne de l'observable F est :

$$\bar{F} = \int \psi^* F \psi dq = \sum_{n,n} F_{nn} c_n^* c_n$$

avec :

$$F_{nn} = \int u_n^* F u_n dq$$

La valeur moyenne de l'observable pour tous les systèmes de l'ensemble est :

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \sum_{n,n} \int c_{\alpha n}^* u_n^* F c_{\alpha n} u_n dq = \sum_{n,n} F_{nn} \rho_{nn} = \sum_n [F]_{nn} = \text{Tr}(F\rho)$$

Donc la valeur moyenne d'une observable F est la trace du produit de F par la matrice densité ρ .

II.1.2 Probabilité d'existence d'un système dans un état donné [13].

Soit un ensemble (ρ) de N noyaux de spin I . Chaque noyau ayant $2I + 1$ sous-états possibles dans un champ extérieur, l'état d'orientation de cet ensemble sera décrit par une matrice à $(2I + 1)^2$ éléments, hermitique et normée.

$$\sum_{n=-I}^{+I} \rho_{nn} = \text{Tr } \rho = 1$$

... / ...

soit ψ un état déterminé représentant un noyau de l'ensemble. Il est décrit par la fonction $\psi = \sum_n c_n \psi_n$; les fonctions propres ψ_n formant une base orthonormée. A cet état, nous pouvons associer une matrice densité $\rho\psi$ d'éléments.

$$(\rho\psi)_{nm} = c_n^* c_m$$

Calculons la probabilité P de trouver un noyau décrit par la matrice ρ en le choisissant au hasard dans l'ensemble (ρ).

$$P = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \left| \int \psi^* \psi_{\alpha} d\tau \right|^2$$

ψ_{α} étant la fonction d'onde décrivant l'état du système α ($\alpha = 1 \dots N$)

$$\psi_{\alpha} = \sum_n a_n^{\alpha} \psi_n$$

$$P = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \left| \sum_n \sum_m c_n^* a_n^{\alpha} a_m^{\alpha*} \psi_n d\tau \right|^2 = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \sum_m (c_n^* a_n^{\alpha}) (c_m a_m^{\alpha*}) =$$

$$= \sum_n (\rho\psi)_{nn} \cdot \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N a_n^{\alpha} a_n^{\alpha*}$$

$$\text{or } \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N a_n^{\alpha} a_n^{\alpha*} = a_n^* a_n = \rho_{nn} \quad \text{d'où } P = \sum_n (\rho\psi)_{nn} \rho_{nn}$$

$$= \sum_n (\rho\psi\rho)_{nn} = \text{Tr}(\rho\psi\rho)$$

La probabilité de trouver un système décrit par la matrice $\rho\psi$, dans l'ensemble décrit par la matrice ρ est donc égale à la trace du produit $\rho\psi\rho$.

II.1.3 Cas d'un ensemble (ρ) admettant un axe de révolution \vec{n} [14].

Montrons que, si \vec{n} est choisi comme axe de quantification, la matrice ρ devient diagonale. La propriété d'invariance de ρ dans une rotation d'angle θ autour de \vec{n} s'exprime par :

$$R(\vec{n}, \theta) \rho R^{-1}(\vec{n}, \theta) = \rho$$

L'opérateur rotation R étant de la forme $e^{-i\theta\vec{n} \cdot \mathbf{I}} = e^{-i\theta I_z}$

... / ...

On a alors :

$$\sum_{n,p} \langle In | e^{-i\vec{\theta} \cdot \vec{I}} | In \rangle \rho_{n,p} \langle Ip | e^{i\vec{\theta} \cdot \vec{I}} | Iq \rangle =$$

$$\sum_{n,p} e^{-in\theta} \delta_{mn} \rho_{np} e^{ip\theta} \delta_{pq} = e^{-in\theta} \rho_{nq} e^{iq\theta} = \rho_{nq}$$

c'est-à-dire $\rho_{nq} \left[e^{i(q-n)\theta} - 1 \right] = 0$

ceci entraîne $q = n$ et $\rho_{nn} = \rho_{nq} \delta_{nq}$, donc ρ est une matrice diagonale.

De l'ensemble de ces propriétés, nous pouvons dire que, si ρ est une matrice diagonale, la probabilité de trouver un système décrit par (ψ) et appartenant à l'ensemble (ρ) est :

$$a_n = \text{Tr}(\rho \psi) = \sum_{i,j} \rho_{ij} \delta_{ij} (\psi)_{ji}$$

or $(\psi)_{ji} = c_j c_i^* = \delta_{in} \delta_{nj}$ si les c_j sont normés.

Donc : $a_n = \sum_{i,j} \rho_{ij} \delta_{ij} \delta_{in} \delta_{nj} = \rho_{nn}$

La matrice ρ est donc caractérisée par $2I + 1$ nombres a_n dont $2I$ sont indépendants car sa trace est égale à l'unité. Ces nombres a_n représentent les populations relatives des sous-niveaux magnétiques des noyaux de spin I .

II.2 PARAMETRES D'ORIENTATION f_k .

II.2.1 Définition [15].

Les populations a_n apparaissent toujours sous forme de combinaisons de la forme $\sum_n n^k a_n$ appelées moments d'ordre k . Nous pouvons ainsi définir une série de $2I$ nombres a_n .

$$\text{Posons : } \left\{ \begin{aligned} f_k &= \sum_{\nu=0}^k \alpha_{k\nu} \sum_{n=-I}^{+I} n^\nu a_n = \sum_{\nu} \alpha_{k\nu} \overline{n^\nu} \end{aligned} \right. \quad (1a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} f_k &= 0 \quad \text{si} \quad a_n = \sum_{p=0}^{k-1} \Lambda_p n^p \end{aligned} \right. \quad (1b)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha_{kk} &= I^{-k} \end{aligned} \right. \quad (1c)$$

En prenant $a_n = n^p$ ($p = 0..k-1$) dans l'équation (1b), nous obtenons k relations linéairement indépendantes pour les $2k+1$

coefficients $\alpha_{k,0} \dots \alpha_{k,k}$ qui sont entièrement déterminés par la condition (1c). Cette condition a été choisie de telle façon que les f_k de noyaux totalement orientés restent finis pour I tendant vers l'infini.

Ces trois relations (1) définissent de façon unique les coefficients f_k dépendant linéairement des populations a_n .

II.2.2 Calcul des paramètres d'orientation f_k .

II.2.2.1 $k = 0$

$$f_0 = \alpha_{00} \sum_n n^0 a_n = I^{-0} \sum_n a_n = 1$$

Puisque $f_0 = 1$, il y a seulement $2I$ paramètres indépendants.

II.2.2.2 $k = 1$

$$f_1 = \sum_{\nu=0}^1 \alpha_{1\nu} \sum_{n=-I}^{+I} n^\nu a_n = \alpha_{10} + \alpha_{11} \sum_n n a_n$$

si $a_n = \text{cte}$, $f_1 = 0$ d'après (1b) donc $\alpha_{10} = 0$.

$$f_1 = I^{-1} \sum_n n a_n \quad (2a)$$

f_1 est donc égal à \overline{Iz}/I et est appelé polarisation nucléaire. C'est aussi le quotient de l'aimantation due aux moments magnétiques nucléaires par l'aimantation à saturation.

II.2.2.3 $k = 2$

$$f_2 = \sum_{\nu=0}^2 \alpha_{2\nu} \sum_{n=-I}^{+I} n^\nu a_n = \alpha_{20} + \alpha_{21} \sum_n n a_n + \alpha_{22} \sum_n n^2 a_n$$

si $a_n = \sum_{p=0}^1 \Lambda_p n^p = \Lambda_0 + \Lambda_1 n$, $f_2 = 0$ d'après (1b)

alors :

$$\sum_{\nu=0}^2 \alpha_{2\nu} \sum_n n^\nu (\Lambda_0 + \Lambda_1 n) = 0$$

c'est-à-dire :

$$\sum_{\nu=0}^2 \alpha_{2\nu} \sum_n n^\nu = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{\nu=0}^2 \alpha_{2\nu} \sum_n n^{\nu+1} = 0$$

.. / ..

Nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \alpha_{20}(2I+1) + \alpha_{21} \sum_m m + I^{-2} \sum_m m^2 = 0 \\ \alpha_{20} \sum_m m + \alpha_{21} \sum_m m^2 + I^{-2} \sum_m m^3 = 0 \end{cases}$$

qui peut s'écrire :

$$\begin{cases} \alpha_{20}(2I+1) + I^{-2} \sum_m m^2 = 0 \\ \alpha_{21} \sum_m m^2 = 0 \end{cases}$$

de la 2ème équation, on déduit $\alpha_{21} = 0$

de la 1ère,

$$\alpha_{20} = - \frac{I^{-2}}{2I+1} \sum_m m^2 = - \frac{I+1}{3I}$$

$$\text{d'où : } f_2 = I^{-2} \left\{ \sum_{m=-I}^I m^2 a_m - \frac{I(I+1)}{3} \right\} \quad (2b)$$

$\sum_m m^2 a_m$ représentant la valeur moyenne de I_z^2 .

$f_2 = 0$ ($\overline{I_z^2} = I(I+1)/3$) correspond à des noyaux orientés au hasard.

$f_2 > 0$, à un alignement suivant l'axe de révolution,

et $f_2 < 0$, à un alignement dans un plan perpendiculaire à cet axe.

II.2.2.4 k=3

$$f_3 = \sum_{\nu=0}^3 \alpha_{3\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^\nu a_m = \alpha_{30} + \alpha_{31} \sum_m m a_m + \alpha_{32} \sum_m m^2 a_m + \alpha_{33} \sum_m m^3 a_m$$

la condition $f_3 = 0$ pour $a_m = \sum_{p=0}^2 A_p m^p$ donne le système suivant de 3 équations :

$$\sum_{\nu=0}^3 \alpha_{3\nu} \sum_m m^\nu = 0 ; \quad \sum_{\nu=0}^3 \alpha_{3\nu} \sum_m m^{\nu+1} = 0 ; \quad \text{et} \quad \sum_{\nu=0}^3 \alpha_{3\nu} \sum_m m^{\nu+2} = 0$$

c'est-à-dire :

$$\begin{cases} \alpha_{30}(2I+1) + \alpha_{32} \sum_m m^2 = 0 \\ \alpha_{31} \sum_m m^2 + I^{-3} \sum_m m^4 = 0 \\ \alpha_{30} \sum_m m^2 + \alpha_{32} \sum_m m^4 = 0 \end{cases}$$

La 1ère et la 3ème équation donnent $\alpha_{30} \equiv \alpha_{32} \equiv 0$

De la 2ème équation, on déduit :

$$\alpha_{31} = -I^{-3} \cdot \frac{\sum_{m=-I}^{+I} m^4}{\sum_{m=-I}^{+I} m^2} = -\frac{3I^2 + 3I - 1}{5I^3}$$

$$\text{d'où : } f_3 = I^{-3} \left\{ \sum_{m=-I}^{+I} m^3 a_m - \frac{3I^2 + 3I - 1}{5} \sum_{m=-I}^{+I} m a_m \right\} \quad (2c)$$

II.2.2.5 k = 4

$$f_4 = \sum_{\nu=0}^4 \alpha_{4\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^\nu a_m = \alpha_{40} + \alpha_{41} \sum_{m=-I}^{+I} m a_m + \alpha_{42} \sum_{m=-I}^{+I} m^2 a_m + \alpha_{43} \sum_{m=-I}^{+I} m^3 a_m + \alpha_{44} \sum_{m=-I}^{+I} m^4 a_m$$

$$f_4 = 0 \text{ pour } a_m = \sum_{p=0}^3 A_p m^p \text{ d'où le système de 4 équations}$$

$$\sum_{\nu=0}^4 \alpha_{4\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^\nu = 0 \quad \sum_{\nu=0}^4 \alpha_{4\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^{\nu+1} = 0$$

$$\sum_{\nu=0}^4 \alpha_{4\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^{\nu+2} = 0 \quad \sum_{\nu=0}^4 \alpha_{4\nu} \sum_{m=-I}^{+I} m^{\nu+3} = 0$$

qui s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{40} (2I+1) + \alpha_{42} \sum_{m=-I}^{+I} m^2 + I^{-4} \sum_{m=-I}^{+I} m^4 = 0 \\ \alpha_{41} \sum_{m=-I}^{+I} m^2 + \alpha_{43} \sum_{m=-I}^{+I} m^4 = 0 \\ \alpha_{40} \sum_{m=-I}^{+I} m^2 + \alpha_{42} \sum_{m=-I}^{+I} m^4 + I^{-4} \sum_{m=-I}^{+I} m^6 = 0 \\ \alpha_{41} \sum_{m=-I}^{+I} m^4 + \alpha_{43} \sum_{m=-I}^{+I} m^6 = 0 \end{array} \right.$$

les équations 2 et 4 donnent $\alpha_{41} \equiv \alpha_{43} \equiv 0$

Après résolution des équations 1 et 3, on obtient :

$$\alpha_{40} = \frac{3}{35} I^{-3} (I-1)(I+1)(I+2)$$

$$\alpha_{42} = -I^{-4} \frac{(6I^2 + 6I - 5)}{7}$$

d'où :

$$f_4 = I^{-4} \left\{ \sum_{m=-I}^{+I} m^4 a_m - \frac{6I^2 + 6I - 5}{7} \sum_{m=-I}^{+I} m^2 a_m + \frac{3}{35} I(I-1)(I+1)(I+2) \right\} \quad (2d)$$

Dans le cas de l'orientation nucléaire des noyaux d'Au¹⁹⁸ de spin $I = 2$, pour le niveau de 411 Kev, nous n'avons à considérer que les 4 paramètres f_1, f_2, f_3 et f_4 car les f_k sont identiquement nuls pour $k \geq 2I+1$.

Les expressions des paramètres f_k données ci-dessus sont exprimées en fonction des populations a_m .

Dans le cas de noyaux totalement orientés, $a_m = \delta_{mI}$, tous les niveaux correspondant à $m \neq I$ sont vides.

Nous avons alors :

$$\begin{aligned} f_1 &= 1 & f_2 &= 2I-1/3I \\ f_3 &= (I-1)(2I-1)/5I^2 & f_4 &= 2(I-1)(2I-1)(2I-3)/35I^3 \end{aligned}$$

II.2.3 Cas des populations a_m répondant à une distribution de BOLTZMANN.

Pour déterminer la distribution angulaire des rayonnements de noyaux orientés, la connaissance des valeurs des paramètres d'orientation est nécessaire. Pour cela, on peut admettre une distribution de Boltzmann pour a_m . Posons : $a_m = C e^{\beta m}$.

Si $\beta I \ll 1$, $a_m = C(1 + \beta m + \frac{\beta^2}{2!} m^2 + \frac{\beta^3}{3!} m^3 + \dots + \frac{\beta^n}{n!} m^n + \dots)$

avec $\beta = \frac{\mu H}{k T I}$; $\frac{\mu H}{I}$ étant l'écartement entre 2 niveaux adjacents dans le cas d'une polarisation par un champ externe H. Nous nous limiterons au terme du 4° ordre dans le développement de a_m . Donc : $a_m = C(1 + A_1 m + A_2 m^2 + A_3 m^3 + A_4 m^4)$.

Calcul de f_1 .

$$\begin{aligned} f_1 &= I^{-1} \sum_{m=-I}^{+I} m a_m = I^{-1} C \sum_m (A_1 m^2 + A_3 m^4) = \\ &= C \frac{(I+1)(2I+1)}{3} \left\{ A_1 + \frac{3I^2 + 3I - 1}{5} A_3 \right\} \quad (3a) \end{aligned}$$

Calculons la constante C. Nous savons que $\sum_m a_m = 1$, donc :

$$C \sum_m (1 + A_1 m + A_2 m^2 + A_3 m^3 + A_4 m^4) = 1 \quad \text{c'est-à-dire :}$$

$$1/C = (2I+1) \left\{ 1 + \frac{I(I+1)}{3} A_2 + \frac{I(I+1)(3I^2 + 3I - 1)}{15} A_4 \right\}$$

... / .

Calcul de f_2 .

$$(2b) \text{ s'écrit } f_2 = I^{-2} \left\{ c \sum_{n=-I}^{+I} (n^2 + \Lambda_2 n^4 + \Lambda_4 n^6) - \frac{I(I+1)}{3} \right\}$$

$$= \frac{(2I-1)(I+1)(2I+1)(2I+3)}{45I} c \left\{ \Lambda_2 + \frac{6I^2 + 6I - 5}{7} \Lambda_4 \right\} \quad (3b)$$

En procédant de la même façon, nous obtenons :

- à partir de l'équation (2c)

$$f_3 = c \frac{(I-1)(2I-1)(I+1)(2I+1)(2I+3)}{175I^2} \Lambda_3 \quad (3c)$$

- à partir de l'équation (2d)

$$f_4 = c \frac{4(2I-3)(2I-1)(I-1)(I+1)(2I+1)(2I+3)(I+2)(2I+5)}{(105)^2 I^3} \Lambda_4 \quad (3d)$$

Application aux noyaux d'Au¹⁹⁸

Le niveau $2+$ d'Au¹⁹⁸ ayant un spin $I=2$, les 4 paramètres d'orientation sont :

$$f_1 = 5c \left\{ \Lambda_1 + \frac{17}{5} \Lambda_3 \right\}$$

$$f_2 = \frac{7}{2} c \left\{ \Lambda_2 + \frac{31}{7} \Lambda_4 \right\}$$

$$f_3 = \frac{9}{5} c \Lambda_3$$

$$f_4 = \frac{6}{7} c \Lambda_4$$

$$\text{avec } 1/c = 5 \left\{ 1 + 2\Lambda_2 + \frac{34}{5} \Lambda_4 \right\}$$

II.3 EXPRESSION DES POPULATIONS a_m EN FONCTION DES PARAMETRES D'ORIENTATION POUR $I = 2$.

A partir des équations (2) nous obtenons :

$$f_1 = a_2 - a_{-2} + \frac{a_1 - a_{-1}}{2}$$

$$f_2 = a_2 + a_{-2} + \frac{a_1 + a_{-1}}{4} - \frac{1}{2}$$

$$f_3 = \frac{3}{20} (a_2 - a_{-2}) - \frac{3}{10} (a_1 - a_{-1})$$

$$f_4 = -\frac{3}{14} \left\{ \frac{(a_2 + a_{-2})}{2} + a_1 + a_{-1} - \frac{3}{5} \right\}$$

... / .

Ces 4 équations forment le système suivant dans lequel les inconnues sont a_2, a_1, a_{-1} et a_{-2} .

$$\begin{cases} 2a_2 + a_1 - a_{-1} - 2a_{-2} = 2f_1 \\ 4a_2 + a_1 + a_{-1} + 4a_{-2} = 4f_2 + 2 \\ a_2 - 2a_1 + 2a_{-1} - a_{-2} = \frac{20}{3} f_3 \\ a_2 + 2a_1 + 2a_{-1} + a_{-2} = -\frac{28}{3} f_4 + \frac{6}{5} \end{cases}$$

La résolution de ce système nous donne les expressions ci-dessous, des populations des 5 sous-niveaux magnétiques du niveau $I = 2$ en fonction des f_k .

$$\begin{cases} a_2 = 2/5 f_1 + 4/7 f_2 + 2/3 f_3 + 2/3 f_4 + 1/5 \\ a_1 = 1/5 f_1 - 2/7 f_2 - 4/3 f_3 - 8/3 f_4 + 1/5 \\ a_{-1} = -1/5 f_1 - 2/7 f_2 + 4/3 f_3 - 8/3 f_4 + 1/5 \\ a_{-2} = -2/5 f_1 + 4/7 f_2 - 2/3 f_3 + 2/3 f_4 + 1/5 \\ a_0 = -4/7 f_2 + 4 f_4 + 1/5 \end{cases} \quad (4)$$

II.4 JUSTIFICATION DE LA DEFINITION DE f_k . [15]

L'état d'un ensemble de noyaux orientés peut-être décrit par les valeurs moyennes d'une série complète d'opérateurs ayant certaines propriétés géométriques.

Considérons des opérateurs tensoriels $T_k^p (k \leq 2I, -k \leq p \leq k)$ satisfaisant à la définition de Racah des opérateurs irréductibles.

Posons : $T_k^0 = P_k \left(\frac{I_z}{\sqrt{I(I+1)}} \right)$, I étant le spin des noyaux et I_z sa projection sur l'axe de quantification.

Un système orienté à symétrie de révolution est entièrement décrit par les valeurs moyennes de l'ensemble des tenseurs T_k^p donc des T_k^0 car $\sum_{p \neq 0} \bar{T}_k^p = 0$. Ces valeurs moyennes s'écrivent alors, compte-tenu des populations a_m :

$$\bar{T}_k^0 = \sum_m P_k \left(\frac{m}{\sqrt{I(I+1)}} \right) a_m.$$

... / ...

A un facteur de normalisation près, $P_k(\dots)$ est identique au coefficient de Clebsch-Gordan $C(IkI, m0m)$. On a donc :

$$\begin{aligned} \bar{T}_k^0 &\propto \sum_m C(IkI, m0m) a_m. \\ \text{Posons : } \bar{f}_k &= \sum_m (-)^{I-m} C(IIk, m-m0) a_m. \end{aligned} \quad (5)$$

Montrons que les f_k introduits ici diffèrent des paramètres d'orientation f_k seulement par un facteur constant $\omega_k(I)$.

$$\text{On a } \bar{f}_k = \sum_m R_k(m) a_m, \quad R_k(m) \text{ étant un polynome en } m$$

de degré k . Ceci découle de l'expression du coefficient de couplage C.G. En effet :

$$\begin{aligned} C(IIk, m-m0) &= \left[\frac{(2k+1)(2I-k)!}{(2I+k+1)!} \right]^{1/2} (k!)^2 (I+m)! (I-m)! \\ &\times \sum_{\nu} (-)^{\nu} \left[\nu! (2I-k-\nu)! \left\{ (I-m-\nu)! \right\}^2 \left\{ (k-I+m+\nu)! \right\}^2 \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Il vient alors :

$$R_k(m) = \left[\frac{(2k+1)(2I-k)!}{(2I+k+1)!} \right]^{1/2} C_{2k}^k (m^k + u_1 m^{k-1} + \dots + u_0).$$

D'après les règles d'orthogonalité des coefficients C.G :

$$\sum_m R_k(m) R_p(m) = 0 \quad \text{si } p \ll k-1$$

$$\text{donc : } \sum_m R_k(m) m^p = 0 \quad \text{si } p \ll k-1.$$

Nous voyons que, si les populations a_m sont de la forme

$$a_m = \sum_{p=0}^{k-1} \Lambda_p m^p, \quad \bar{f}_k \equiv 0.$$

Ainsi, \bar{f}_k est de la forme (1a) et satisfait à la relation (1b). La condition (1c) permet de déterminer la constante $\omega_k(I)$.

$$\frac{f_k}{\bar{f}_k} = \omega_k(I) = \frac{1}{C_{2k}^k I^k} \left[\frac{(2I+k+1)!}{(2k+1)(2I-k)!} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

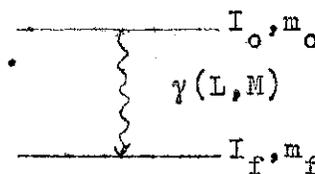
... / .

CHAPITRE III

DISTRIBUTION ANGULAIRE DES RAYONNEMENTS γ EMIS
PAR DES NOYAUX ORIENTES

La théorie des rayonnements γ émis par des noyaux orientés a été développée par TOLHOEK et COX [15] [16] [17] et STEENBERG [18] [19] [20]. Considérons un ensemble de noyaux orientés de spin I_0 qui se transforment par émission γ en noyaux de spin I_f .

Nous supposons que l'orientation des noyaux est telle qu'il existe un axe de révolution $\vec{\eta}$. m_0 et m_f sont les composantes des moments de spin I_0 et I_f sur $\vec{\eta}$ qui est pris comme axe de quantification.



L'orientation est déterminée par les nombres a_m qui sont les probabilités des états définis par I et m .

Soit $U_{I_0}^{m_0}(\theta)$ la distribution angulaire de la radiation émise par un noyau dans l'état I_0, m_0 . $W(\theta)$ étant la distribution angulaire de la radiation γ observée et θ l'angle formé par la direction d'émission de la radiation observée et l'axe $\vec{\eta}$, nous avons :

$$W(\theta) = \sum_{m_0} a_{m_0} U_{I_0}^{m_0}(\theta)$$

Si la distribution angulaire du rayonnement γ , ayant un nombre quantique de moment angulaire L et un nombre quantique magnétique M , est décrite par des fonctions $F_L^M(\theta)$ [21] [22] [23], nous pouvons exprimer $U_{I_0}^{m_0}(\theta)$ en fonction des $F_L^M(\theta)$ par :

$$U_{I_0}^{m_0}(\theta) = \sum_M C(I_f L I_0, m_f M m_0) F_L^M(\theta)$$

Les $C(\dots)$ sont les coefficients de CLEBSCH-GORDAN pour l'addition de 2 moments cinétiques.

$$C(I_f L I_o, n_f M m_o) = (-)^{I_o+m_o} \sqrt{2I_o+1} V(I_f L I_o, n_f M - m_o)$$

avec : $\Delta(I_o, L, I_f)$ et $m_o = m_f + M$.

Nous employerons le symbole V utilisé par RACAH.
Les fonctions $F_L^M(\theta)$ sont obtenus en considérant la théorie électromagnétique de MAXWELL.

Soit un champ électromagnétique avec un potentiel vecteur $\vec{A} = \vec{A} e^{-ickt}$. Le vecteur de POYNTING est défini par

$$\vec{P} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \quad \text{avec} \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} = ik\vec{A}$$

et $\vec{H} = \text{rot} \vec{A}$.

Si \vec{n} est un vecteur unitaire dans la direction de \vec{P} , alors

$$\vec{n} \cdot \vec{P} = \frac{ck^2}{8\pi} \vec{A} \cdot \vec{A}^*$$

La recherche de la distribution angulaire de rayonnements multipolaires (L, M) électrique et magnétique est analogue à celle de la grandeur du vecteur de POYNTING en fonction de l'angle. Substituons les fonctions $\vec{A}_e(L, M)$ et $\vec{A}_m(L, M)$ [15], solutions des équations de MAXWELL pour des multipôles électrique et magnétique, dans l'expression précédente. Il vient :

$$\vec{n} \cdot \vec{P}_L^M = \frac{c}{8\pi r^2} \cdot \frac{1}{L(L+1)} \left\{ 2M^2 \left| Y_L^M \right|^2 + \left[L(L+1) - M(M+1) \right] \left| Y_L^{M+1} \right|^2 + \left[L(L+1) - M(M-1) \right] \left| Y_L^{M-1} \right|^2 \right\}$$

Posons :

$$F_L^M(\theta) = \frac{32\pi^3 r^2}{c} \cdot \vec{n} \cdot \vec{P}_L^M \quad (\text{cette fonction est normalisée à } 8\pi; F_L^M(0) = 0 \text{ pour } M \neq \pm 1; \text{ la somme } \sum_{L=-M}^{+M} F_L^M(\theta) \text{ est indépendante de } \theta).$$

Nous avons alors :

$$F_L^M(\theta) = 4\pi^2 k^2 \vec{A} \vec{A}^* = 4\pi^2 r^2 \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

La distribution angulaire du rayonnement γ $2L$ polaire, en fonction des populations des $(2I_o+1)$ sous-niveaux magnétiques est donc :

$$W(\theta) = \sum_{m_o, M} (-)^{I_o+m_o} \sqrt{2I_o+1} a_{m_o} V(I_f L I_o, n_f M - m_o) F_L^M(\theta)$$

Cas d'un rayonnement quadrupolaire (transition $2 \rightarrow 0$)

$$I_0 = 2 \quad L = 2 \quad \text{et} \quad I_f = 0 \quad \text{d'où} \quad m_0 = M$$

$$W(\theta) = \sum_{m_0=-2}^{+2} (-)^{m_0} \sqrt{5} a_{m_0} V(022, 0m_0 -m_0) F_2^{m_0}(\theta).$$

$$\text{or : } V(022, 0m_0 -m_0) = (-)^{m_0} / \sqrt{5}$$

$$\text{donc : } W(\theta) = \sum_{m=-2}^{+2} a_m F_2^m(\theta)$$

$$= (a_2 + a_{-2}) F_2^2(\theta) + (a_1 + a_{-1}) F_2^1(\theta) + a_0 F_2^0(\theta)$$

Nous avons :

$$F_2^0(\theta) = 15 \cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) \quad F_2^{+1}(\theta) = \frac{5}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta)$$

$$F_2^{+2}(\theta) = \frac{5}{2} (1 - \cos^4 \theta)$$

Exprimons les populations en fonction des paramètres f_k (formules 4) et remplaçons les fonctions $F_L^M(\theta)$ par leurs expressions respectives :

$$\begin{aligned} W(\theta) &= 5 \left(\frac{4}{7} f_2 + \frac{2}{3} f_4 + \frac{1}{5} \right) (1 - \cos^4 \theta) - 5 \left(\frac{2}{7} f_2 + \frac{8}{3} f_4 - \frac{1}{5} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) \\ &\quad - 15 \left(\frac{4}{7} f_2 - 4 f_4 - \frac{1}{5} \right) \cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) \\ &= 2 \left\{ 1 - \frac{10}{7} f_2 P_2(\cos \theta) - \frac{40}{3} f_4 P_4(\cos \theta) \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

$P_2(\cos \theta)$ et $P_4(\cos \theta)$ étant les polynômes de LEGENDRE d'ordre 2 et 4.

D'après cette relation (7), nous voyons que, dans le cas d'une transition quadrupolaire, :

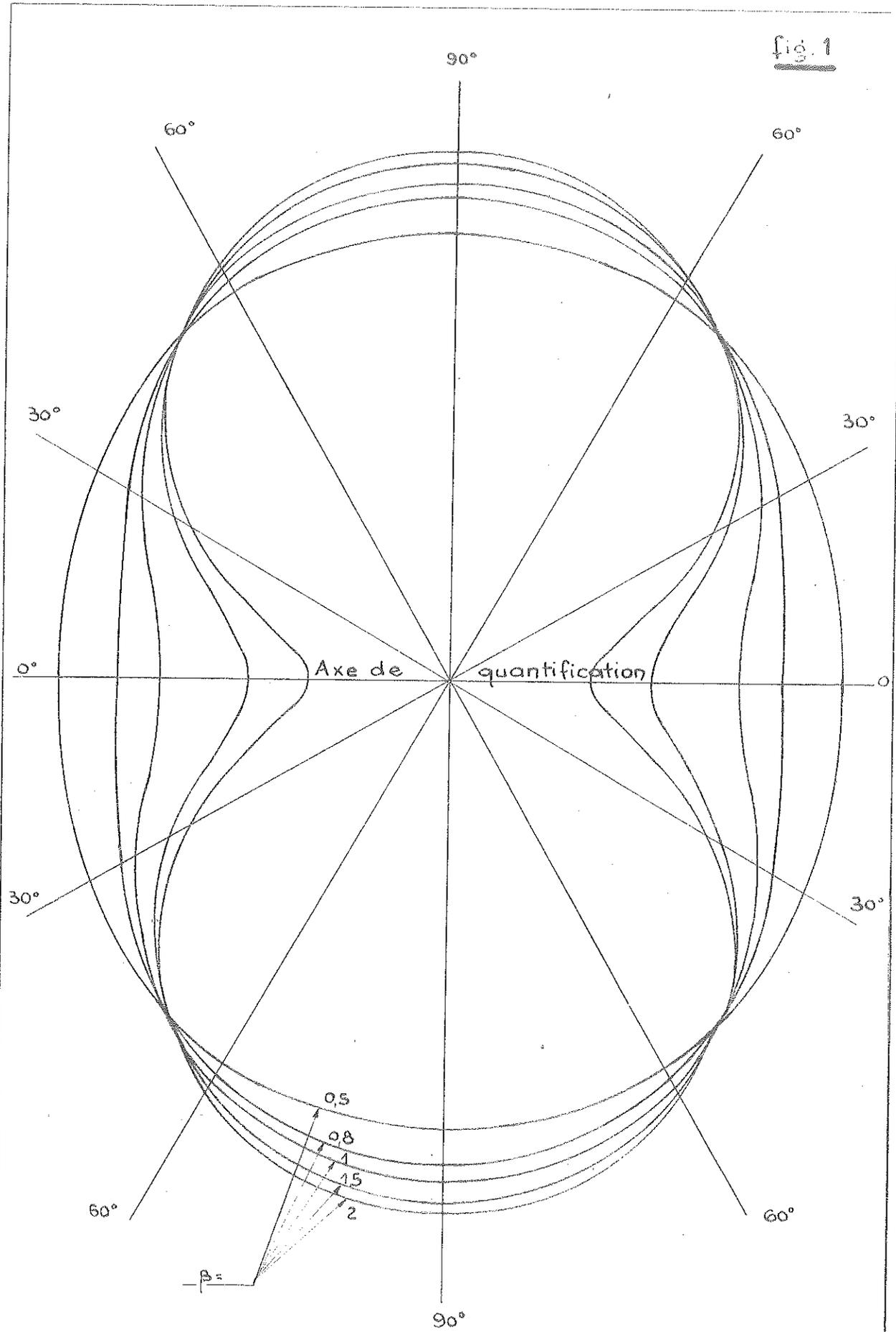
1° La distribution angulaire ne dépend que des polynômes de LEGENDRE d'ordre pair, d'où l'équivalence des directions $\vec{\eta}$ positive et négative, et des paramètres d'orientation d'ordre pair.

2° Elle est indépendante du caractère électrique ou magnétique du rayonnement.

3° L'ordre le plus grand de k , donc de f_k et $P_k(\cos \theta)$, pour un rayonnement $2L$ polaire est $k = 2L$.

La figure 1 représente la distribution angulaire d'un rayonnement quadrupolaire (transition $2+ \rightarrow 0+$) pour différentes valeurs du paramètre β .

fig. 1



Distribution angulaire d'un rayonnement quadrupolaire $2+ \rightarrow 0+$

CHAPITRE IV

CALCUL DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE D'UN
RAYONNEMENT $\gamma 2^L$ POLAIRE AU MOYEN DE L'ALGÈBRE
DES OPERATEURS TENSORIELS

Nous allons utiliser l'algèbre des opérateurs tensoriels développée par Racah [24] [25].

Si $\vec{\eta}$ est l'axe de révolution et de quantification du système, la probabilité d'émission dans la direction \vec{k} d'un rayonnement γ dans un état de polarisation caractérisé par le vecteur complexe \vec{a} [26] est :

$$W(\vec{k}, \vec{a}, \vec{\eta}) = \sum_{m_i} \sum_{m_f} \left| \langle \bar{\zeta}_i I_i m_i | \mathcal{H} | \bar{\zeta}_f I_f m_f \rangle \right|^2 a_{m_i}$$

$\langle \bar{\zeta}_i I_i m_i | \mathcal{H} | \bar{\zeta}_f I_f m_f \rangle$ est l'élément de matrice d'interaction entre l'état initial I_i, m_i et l'état final I_f, m_f ($\bar{\zeta}_i$ et $\bar{\zeta}_f$ représentent l'ensemble des autres nombres quantiques du système). L'hamiltonien d'interaction \mathcal{H} pour l'émission d'une particule dans la direction $\vec{\eta}$ peut s'écrire :

$$\mathcal{H} = \sum_L \sum_M \alpha_{LM}(\vec{a}_i) T_M^L(\vec{X}_i)$$

où les $T_M^L(\vec{X}_i)$ sont les composantes des opérateurs tensoriels irréductibles de degré L qui agissent sur le noyau et les $\alpha_{LM}(\vec{a}_i)$ des fonctions des variables associées à la description des particules émises.

La dépendance en M des α_{LM} est caractéristique des propriétés de polarisation de ces particules. Ainsi pour des rayonnements β , α_{LM} dépend de l'énergie de l'électron et de la direction d'émission du neutrino. Pour des rayonnements γ , seuls α_{L1} et $\alpha_{L,-1}$ sont différents

de zéro. Pour des rayonnements 2^L polaires électrique et magnétique, nous avons respectivement :

$$\alpha_{L1} = -\frac{a_1 + ia_2}{\sqrt{2}} ; \alpha_{L-1} = \frac{a_1 - ia_2}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \alpha_{L1} = -\frac{a_1 - ia_2}{\sqrt{2}} ; \alpha_{L-1} = \frac{a_1 + ia_2}{\sqrt{2}} .$$

L'opérateur T_M^L est défini comme étant une série de $2L+1$ fonctions T_μ^L . Si R est un opérateur rotation, nous avons

$RT_M^L R^{-1} = \sum_\mu T_\mu^L D_{\mu M}^L(\alpha, \beta, \gamma)$; $D_{\mu M}^L(\alpha, \beta, \gamma)$ étant un élément de matrice de R dans la représentation L_μ avec \vec{r}_0 comme axe de quantification. α, β, γ sont les angles d'Euler associés à la rotation qui transforme le système de coordonnées ayant l'axe \vec{k} pour axe des z en celui ayant \vec{r}_0 pour axe des z ($\vec{k} \cdot \vec{r}_0 = \cos \theta$).

L'hamiltonien d'interaction dans le cas d'un rayonnement 2^L polaire pur, devient alors :

$$\mathcal{H} = \sum_{M\mu} \alpha_{LM}(\vec{a}) T_\mu^L D_{\mu M}^L(0, \theta, 0).$$

Donc :

$$W(\theta, \vec{a}) = W(\vec{k}, \vec{a}, \vec{r}_0) = \sum_{m_i, m_f} a_{m_i} \langle \zeta_i^{I_i m_i} | \mathcal{H} | \zeta_f^{I_f m_f} \rangle^* \langle \zeta_i^{I_i n_i} | \mathcal{H} | \zeta_f^{I_f m_f} \rangle$$

$$= \sum_{n_i, n_f} \sum_{M, M'} \sum_{\mu, \mu'} a_{n_i} \alpha_{LM}^* \alpha_{LM} \langle \zeta_i^{I_i n_i} | T_\mu^L | \zeta_f^{I_f m_f} \rangle^*$$

$$\times \langle \zeta_i^{I_i n_i} | T_{\mu'}^L | \zeta_f^{I_f m_f} \rangle \cdot D_{\mu M}^{L*} \cdot D_{\mu' M}^L$$

D'après les relations : $D_{\mu M}^{L*} = (-)^{M-\mu} D_{-\mu, -M}^L$ et

$$D_{m_1 M_1}^{I_1} \cdot D_{m_2 M_2}^{I_2} = \sum_{I, m, M} (-)^{2I+m+M} (2I+1) \cdot V(I_1 I_2 I, m_1 m_2 -m) \cdot V(I_1 I_2 I, M_1 M_2 -M)$$

$$\times D_{m_1+m_2, M_1+M_2}^I ,$$

... / ...

Nous obtenons :

$$D_{\mu M}^{L*} \cdot D_{\mu' M'}^L = \sum_{\rho, \sigma, k} (-)^{M+\rho+\sigma-\mu} \cdot (2k+1) V(LLk, -\mu\mu' - \rho) V(LLk, -MM' - \sigma) \\ \times D_{\rho\sigma}^k(0, \theta, 0)$$

avec $\rho = \mu' - \mu$ et $\sigma = M' - M$.

D'après le théorème de Wigner-Eckart sur la décomposition des éléments de matrice d'une composante T_{μ}^L d'un opérateur tensoriel irréductible, il vient :

$$\langle \zeta_i I_i m_i | T_{\mu}^L | \zeta_f I_f m_f \rangle = (-)^{I_i - m_i} \langle \zeta_i I_i || T^L || \zeta_f I_f \rangle V(I_i I_f L, -m_i m_f \mu).$$

$$D'ou : \\ W(\theta, \vec{a}) = \sum_{m_i} (-)^{M+\rho+\sigma-\mu} a_{m_i} \alpha_{LM}^* \alpha_{LM'} \langle \zeta_i I_i || T^L || \zeta_f I_f \rangle^* \\ \times \langle \zeta_i I_i || T^L || \zeta_f I_f \rangle (2k+1) V(I_i I_f L, -m_i m_f \mu) \\ \times V(I_i I_f L, -m_i m_f \mu') V(LLk, -\mu\mu' - \rho) V(LLk, -MM' - \sigma) D_{\rho\sigma}^k(0, \theta, 0),$$

la sommation se faisant sur les 9 indices $m_i, m_f, M, M', \mu, \mu', k, \rho$ et σ .

Les éléments de matrice réduits $\langle \zeta_i I_i || T^L || \zeta_f I_f \rangle^*$ et $\langle \zeta_i I_i || T^L || \zeta_f I_f \rangle$ ne dépendent que de I_i et I_f . Ce sont donc des facteurs qui n'affectent que la normalisation ; nous pouvons les éliminer dans l'expression de $W(\theta, \vec{a})$.

Sous le signe somme apparaissent 4 coefficients de Clebsch-Gordan que nous allons composer d'après la règle suivante de Racah :

$$\sum_{\alpha, \beta, \gamma} (-)^{f+\gamma} V(abe, \alpha\beta - \xi) V(afc, -\alpha\gamma) V(fbd, \gamma\beta - \delta) \\ = (-)^{b+c-a-d+\xi} W(aefd; bc) V(edc, -\xi\delta\gamma).$$

Nous avons :

$$V(I_i I_f L, -m_i m_f \mu') V(I_i I_f L, -m_i m_f \mu) V(LLk, -\mu\mu' - \rho) \\ = (-)^{I_f + L + I_i} V(I_f L I_i, m_f \mu' - m_i) V(I_f L I_i, -m_f - \mu m_i) V(LLk, -\mu\mu' - \rho)$$

... /

Identifions le 1er membre de la relation de Racah au 2° membre de l'expression ci-dessous et sommons, il vient :

$$\sum_{m_f, \mu, \mu'} (-)^{L-\mu} V(I_f L I_i, m_f \mu' - m_i) V(I_f L I_i, -m_f - \mu m_i) V(LLk, -\mu \mu' - \varrho)$$

$$= (-)^{2I_i + L - I_f - k + m_i} W(I_f I_i Lk, L I_i) V(I_i k I_i, -m_i | \varrho m_i)$$

D'où :

$$W(\theta, a) = \sum_{m_i} (-)^{L+M-k-I_i+m_i+\varrho+\sigma} a_{m_i}^* \alpha_{LM}^* \alpha_{LM} (2k+1) V(LLk, -MM' - \sigma)$$

$$\times V(I_i k I_i, -m_i | \varrho m_i) W(I_f I_i Lk, L I_i) D_{\varrho\sigma}^k(0, \theta, 0)$$

la sommation s'effectuant sur les 6 indices m_i, M, M', k, ϱ et σ .

Or : $V(I_i k I_i, -m_i | \varrho m_i) = \delta_{\varrho 0} V(I_i I_i k, m_i - m_i | 0)$;

la somme sur ϱ se réduit donc au seul terme $\varrho = 0$.

Posons :

$$C_k(LL) = \sum_{MM'} (-)^{L+M} \alpha_{LM}^* \alpha_{LM} V(LLk, -MM' - \sigma).$$

Compte tenu des relations (5) et (6) :

$$f_k(I_i) = \omega_k(I_i) \sum_{m_i} (-)^{I_i+k-m_i} \sqrt{2k+1} V(I_i I_i k, m_i - m_i | 0) a_{m_i}$$

avec $\omega_k(I_i) = \left(\frac{k!}{2k!}\right)^2 I_i^{-k} \left[\frac{2I_i+k+1!}{(2k+1)(2I_i-k)!} \right]^{1/2}$ [15]

$$W(\theta, \vec{a}) = \sum_{k, \sigma} (-)^{\sigma} \sqrt{2k+1} C_{k\sigma}(LL) f_k(I_i) \omega_k^{-1}(I_i) W(I_f I_i Lk, L I_i) D_{0\sigma}^k(0, \theta, 0)$$

Cette formule fait ressortir les différents aspects physiques du cas envisagé :

- $C_{k\sigma}(LL)$ caractérise le rayonnement
- le coefficient de Racah contient tous les moments de la transition
- la fonction $D_{\varrho\sigma}^k$ dépend des angles d'Euler de la rotation.

Calculons la distribution angulaire d'un rayonnement γ 2L polaire électrique :

$V(LLk, -MM' - \sigma)$ est nul pour $\sigma \neq M' - M$; nous aurons les valeurs

suivantes de M et M' :

$$\begin{aligned} \text{pour } \sigma = 0 & & M = M' = \pm 1 \\ \sigma = \pm 2 & & M = \mp 1 \text{ et } M' = \pm 1 \end{aligned}$$

Seuls $C_{k0}(LL)$ et $C_{k,\pm 2}(LL)$ sont différents de zéro.

Calcul de $C_{k0}(LL)$

$$\begin{aligned} C_{k0}(LL) &= (-)^{L+1} \alpha_{L1}^* \alpha_{L1} V(LLk, -110) + (-)^{L-1} \alpha_{L-1}^* \alpha_{L-1} V(LLk, 1-10) \\ &= (-)^{L+1} V(LLk, +1-10) \left\{ \alpha_{L-1}^* \alpha_{L-1} + (-)^k \alpha_{L1}^* \alpha_{L1} \right\} \end{aligned}$$

D'après les valeurs de α_{L1} et α_{L-1} données précédemment,

$$\alpha_{L1}^* \alpha_{L1} = \frac{1+i(a_1^* a_2 - a_1 a_2^*)}{2}$$

$$\alpha_{L-1}^* \alpha_{L-1} = \frac{1+i(a_1 a_2^* - a_1^* a_2)}{2}$$

- Si k est pair : $C_{k0}(LL) = (-)^{L+1} V(LLk, +1-10)$

- Si k est impair : $C_{k0}(LL) = (-)^{L+1} V(LLk, 1-10) i(a_1 a_2^* - a_1^* a_2)$

L'état de polarisation du rayonnement décrit par le vecteur complexe $\vec{a}(a_1, a_2)$ peut se représenter par un vecteur réel à 3 composantes directement reliées à \vec{a} [26] par les relations :

$$\begin{cases} \xi_1 = |a_1|^2 - |a_2|^2 \\ \xi_2 = a_1 a_2^* + a_1^* a_2 \\ \xi_3 = i(a_1 a_2^* - a_1^* a_2) \end{cases}$$

Nous voyons donc que $C_{k0}(LL) = (-)^{L+1} V(LLk, 1-10) \xi_3$

Calcul de $C_{k\pm 2}(LL)$

$$C_{k2}(LL) = (-)^{L+1} \alpha_{L-1}^* \alpha_{L1} V(LLk, 1-1-2)$$

$$C_{k-2}(LL) = (-)^{L+1} \alpha_{L1}^* \alpha_{L-1} V(LLk, -1-1-2)$$

$$\alpha_{L-1}^* \alpha_{L1} = -1/2 (\xi_1 + i \xi_2) \quad \text{et} \quad \alpha_{L1}^* \alpha_{L-1} = -1/2 (\xi_1 - i \xi_2)$$

... / .

donc :

$$C_{k2}(LL) + C_{k-2}(LL) = \frac{1}{2}(-)^L V(LLk, 11-2) \\ \times \left\{ \begin{matrix} \varphi_1 + i \varphi_2 \\ \varphi_1 - i \varphi_2 \end{matrix} \right\}$$

Si k est pair : $C_{k2}(LL) + C_{k-2}(LL) = (-)^L V(LLk, 11-2) \left\{ \begin{matrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{matrix} \right\}_1$

Si k est impair : $C_{k2}(LL) + C_{k-2}(LL) = (-)^L V(LLk, 11-2) i \left\{ \begin{matrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{matrix} \right\}_2$

Dans l'expression de la distribution angulaire apparaissent les éléments de matrice $D_{00}^k(0, \theta, 0)$ reliés aux harmoniques sphériques Y_k^σ par la relation :

$$D_{00}^k(\alpha, \beta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} (-)^{\sigma} Y_k^{-\sigma}(\beta, \alpha)$$

donc :

$$D_{00}^k(0, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} (-)^{\sigma} Y_k^{\sigma}(\theta, 0)$$

Portons dans $W(\theta, \vec{a})$ les coefficients $C_{k\sigma}(LL)$ calculés et les éléments D_{00}^k en fonction de Y_k^σ .

$$W(\theta, \vec{0}) = W(\theta, \vec{a}) = \sum_{k \text{ pair}} f_k(I_i) \omega_k^{-1}(I_i) W(I_f I_i Lk, LI_i) \\ \times \left\{ \begin{matrix} Y_k^0(\theta, 0) V(LLk, 1-10) - Y_k^2(\theta, 0) V(LLk, 11-2) \\ \varphi_1 \end{matrix} \right\} \\ + \sum_{k \text{ impair}} f_k(I_i) \omega_k^{-1}(I_i) W(I_f I_i Lk, LI_i) \left\{ \begin{matrix} Y_k^0(\theta, 0) V(LLk, 1-10) \\ \varphi_2 \end{matrix} \right\} \\ - i Y_k^2(\theta, 0) V(LLk, 11-2) \left\{ \begin{matrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{matrix} \right\}$$

La distribution angulaire $W(\theta)$ s'obtient en sommant sur toutes les directions de polarisation.

$$W(\theta) = W(\theta, \vec{0}) + W(\theta, -\vec{0}) \\ = \sum_{k \text{ pair}} f_k(I_i) \omega_k^{-1}(I_i) W(I_f I_i Lk, LI_i) Y_k^0(\theta, 0) V(LLk, 1-10)$$

La distribution angulaire ne dépend donc que des valeurs paires de k.

IV.1 DISTRIBUTION ANGULAIRE DU RAYONNEMENT γ DE 411 KeV d'Au¹⁹⁸.

Cette transition E2 est caractérisée par : $I_i = 2$;
 $L = 2$, $I_f = 0$ d'où $0 \leq k \leq 4$.

$$W(\theta) = \sum_{k=0,2,4} f_k(2) \omega_k^{-1}(2) W(022k,22) Y_k^0 V(22k,1-10)$$

Dans ce cas particulier :

$$\omega_0^{-1}(2) = 1/\sqrt{5} \quad , \quad \omega_2^{-1}(2) = 2\sqrt{\frac{2}{7}} \quad , \quad \omega_4^{-1}(2) = \frac{2}{3}\sqrt{70}$$

$$W(022k,22) = 1/5$$

$$V(220,1-10) = 1/\sqrt{5} \quad V(222,1-10) = 1/\sqrt{70} \quad V(224,1-10) = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{35}}$$

d'où :

$$W(\theta) = 1 - \frac{10}{7} f_2 P_2(\cos \theta) - \frac{40}{3} f_4 P_4(\cos \theta) \quad (8)$$

Cette expression est en accord avec celle trouvée au chap. III (formule 7).

IV.2 ANISOTROPIE DES RAYONNEMENTS γ DE NOYAUX ORIENTES.

Nous avons vu précédemment que les rayonnements γ de noyaux orientés sont anisotropes à basse température (relations 7 et 8). Expérimentalement, au lieu de se référer à la distribution angulaire, il est intéressant de pouvoir considérer une quantité physique représentant l'anisotropie. On définit ainsi un paramètre, appelé anisotropie : $\mathcal{E} = \frac{W(\pi/2) - W(0)}{W(\pi/2)}$.

Précisons que des schémas de désintégration différents peuvent fournir la même valeur de l'anisotropie sans que les fonctions $W(\theta)$ correspondantes soient les mêmes.

Si la transition γ étudiée est pure, on a :

$\mathcal{E} < 0$ pour une transition dipolaire,

$\mathcal{E} > 0$ pour une transition quadrupolaire.

Ainsi, la mesure de \mathcal{E} permet de déterminer le caractère multipolaire du rayonnement. D'autre part, si le spin du niveau final est connu, on peut obtenir expérimentalement le spin du niveau émetteur, et inversement.

. . / .

De la relation 8, nous déduisons :

$$\mathcal{E} = \frac{15/7 f_2 + 25/3 f_4}{1 + 5/7 f_2 - 5 f_4}$$

Remplaçons f_2 et f_4 par leurs expressions (3b - 3d - § II-2,3) en fonction de $\beta = \frac{\mu H}{k T I}$. Pour une transition $2+ \rightarrow 0+$, on obtient :

$$\mathcal{E} = \frac{3}{2} \cdot \frac{A_2 + \frac{113}{21} A_4}{1 + \frac{5}{2} A_2 + \frac{571}{70} A_4} \quad \text{avec } A_2 = \frac{\beta^2}{2!} \text{ et } A_4 = \frac{\beta^4}{4!}$$

Lorsque β est petit, $\mathcal{E} \approx \frac{3}{2} A_2 \approx \frac{3}{16} \left(\frac{\mu H}{k T} \right)^2$

Un autre intérêt de l'orientation nucléaire apparaît directement à partir de cette relation. En effet, si nous mesurons expérimentalement \mathcal{E} et la température T et si le moment magnétique μ du noyau est connu, nous pouvons en déduire le champ magnétique H qui agit sur les noyaux orientés.

$$H = \frac{4}{\sqrt{3}} \cdot \frac{k T}{\mu} \cdot \sqrt{\mathcal{E}}$$

Les expériences réalisées ont pour but la détermination de la valeur de ce champ agissant sur des noyaux d' Au^{198} . Pour le niveau $2+$ d' Au^{198} , $I = 2$ et $\mu = 0,5 \mu_{\beta N}$ avec $\mu_{\beta N} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ erg/œ,

donc :

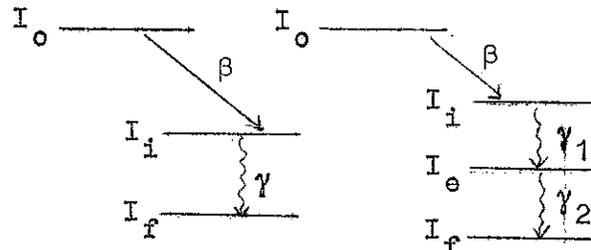
$$H = 1,24 \cdot 10^8 \cdot T \cdot \sqrt{\mathcal{E}} \text{ œ.}$$

CHAPITRE V

INFLUENCE DES TRANSITIONS PRECEDANT LE
RAYONNEMENT γ (1)

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré le cas d'orientation le plus simple, c'est-à-dire celui de noyaux orientés qui se désexcitent par simple émission γ . Mais en réalité, dans la plupart des cas, les noyaux orientés seront radioactifs β avec une durée de vie suffisamment longue et la transition β sera suivie d'une ou plusieurs transitions γ en cascade.

Une discussion complète du phénomène d'orientation nécessite l'étude des relations existant entre l'orientation initiale et l'orientation après la transition β précédant le rayonnement γ observé.



Au cours d'une transition β , la variation de spin du noyau orienté est égale au moment angulaire total L emporté par l'électron et le neutrino. Dans les transitions permises ou interdites du 1er ordre, L peut prendre les valeurs 0, 1 et 2. Désignons par α_0 , α_1 et α_2 les probabilités relatives à ces 3 valeurs de L .

$$\alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2 = 1$$

Si \vec{l} , \vec{s}_e et \vec{s}_ν désignent le moment orbital, le spin de l'électron et le spin du neutrino,

(1) Références [27] [28] [29] [30].

$$\begin{aligned}
 L = 0 \quad \text{pour } \vec{s}_e + \vec{s}_v &= \begin{cases} 0 \\ 1\uparrow \end{cases} \quad \text{et } \vec{l} = \begin{cases} 0 \text{ (électron s)} \\ 1\downarrow \text{ (électron p)} \end{cases} \quad \text{correspond à } \alpha_0 \\
 L = 1 \quad \text{pour } \vec{s}_e + \vec{s}_v &= \begin{cases} 0 \\ 1\uparrow \end{cases} \quad \text{et } \vec{l} = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases} \quad \text{correspond à } \alpha_1 \\
 L = 2 \quad \text{pour } \vec{s}_e + \vec{s}_v &= \begin{cases} 0 \\ 1\uparrow \end{cases} \quad \text{et } \vec{l} = \begin{cases} 2\uparrow \text{ (électron d)} \\ 1\uparrow \\ 3\downarrow \text{ (électron f)} \end{cases} \quad \text{correspond à } \alpha_2
 \end{aligned}$$

Lorsque $\alpha_1 \neq 0$ et $\alpha_2 \neq 0$, il y a diminution de l'orientation, c'est-à-dire qu'après la transition $I_0 \xrightarrow{\beta} I_i$, les différences de population entre les sous-niveaux m_i sont inférieures à celles qui existaient entre les sous-niveaux m_0 . Ceci se traduit par une évolution vers l'égalisation des populations et provient du fait que, compte-tenu des règles de sélection, chaque sous-niveau m_0 peut alimenter plusieurs sous-niveaux m_i .

La probabilité de désintégration β est proportionnelle au carré de l'élément de matrice $\langle \zeta_i I_i m_i | H_{\beta(L,M)} | \zeta_0 I_0 m_0 \rangle$ qui, d'après le théorème de Wigner-Eckart, s'écrit :

$$\langle \zeta_i I_i m_i | H_{\beta(L,M)} | \zeta_0 I_0 m_0 \rangle = \langle \zeta_i I_i || H_{\beta(L)} || \zeta_0 I_0 \rangle \sqrt{2I_0+1} V(I_i L I_0, m_i M - m_0)$$

où ζ_i et ζ_0 symbolisent les autres nombres quantiques caractérisant le système ; le 1er terme du 2ème membre est l'élément de matrice réduit indépendant de M .

Les populations a_{m_i} des sous-niveaux après désintégration β sont liées aux populations a_{m_0} primitives par la relation :

$$a_{m_i} = \sum_{m_0} \sum_{L=0}^2 \sum_{M=-L}^{+L} \alpha_L a_{m_0} (2I_0+1) V^2(I_i L I_0, m_i M - m_0)$$

avec $\alpha_L = \text{cte} \langle \zeta_i I_i || H_{\beta(L)} || \zeta_0 I_0 \rangle^2$; la constante étant déterminée par :

$$\sum_L \alpha_L = 1.$$

Considérons le cas particulier d'Au¹⁹⁸ :

.. / .

Son schéma de désintégration fait apparaître une transition β principale (99%) de 959 KeV entre l'état fondamental d' Au^{198} et l'état excité de 411 KeV d' Hg^{198} .

Au cours des expériences ~~réalisées~~ réalisées sur Au^{198} , nous avons détecté le γ de 411 KeV, donc l'orientation du niveau $2+$ d' Hg^{198} , alors que nous avons orienté effectivement le niveau $2-$ d' Au^{198} . Tous les calculs des chapitres

précédents (paramètres d'orientation, distribution angulaire...) ont été faits sans tenir compte de la transition $2- \xrightarrow{\beta^-} 2+$. Nous allons les préciser maintenant en considérant l'influence de cette transition.

Steffen [31] a montré, par des mesures de corrélations angulaires $\beta - \gamma$, que cette transition ($\Delta I = 0, \Delta \pi = -1, \log ft = 7,6$) est interdite du 1er ordre. Les éléments de matrice de l'hamiltonien d'interaction β sont proportionnels à :

$$\begin{aligned} a_1 &= -c_v \int \vec{r} & (L=1) & & d_0 &= c_A \int \vec{\sigma} \cdot \vec{r} & (L=0) \\ l_0 &= c_A \int i\gamma_5 & (L=0) & & d_1 &= c_A \int \vec{\sigma} \wedge \vec{r} & (L=1) \\ c_1 &= -c_v \int i\vec{\alpha} & (L=1) & & d_2 &= c_A \int B_{ij} & (L=2) \end{aligned}$$

avec les proportions $q_1, q_2 \dots q_6$ ($\sum q_i = 1$).

Les termes α_L introduits dans l'expression des populations sont alors :

$$\alpha_0 = q_2 + q_4, \quad \alpha_1 = q_1 + q_3 + q_5 \quad \text{et} \quad \alpha_2 = q_6$$

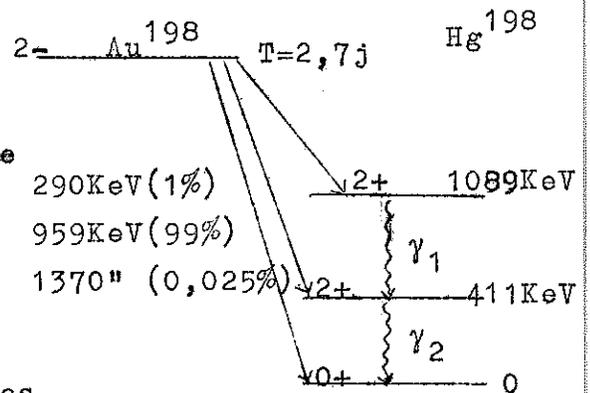
Calculons les paramètres d'orientation après désintégration β .

Nous avons vu que :

$$f_k(I_i) = \omega_k(I_i) \sum_{m_i} (-)^{I_i+k-m_i} \sqrt{2k+1} V(I_i, I_i+k, m_i, -m_i, 0) a_{m_i}$$

Remplaçons a_{m_i} par son expression en fonction de a_{m_0} .

... / ...



$$f_k(I_i) = \omega_k(I_i) \sum_{L, m_i, m_0} (-)^{I_i+k-m_i} \sqrt{2k+1} (2I_0+1) \alpha_L V(I_i I_i k, m_i -m_i 0) \\ \times V(I_i L I_0, m_i M -m_0) a_{m_0}.$$

D'après la règle de composition des coefficients C.G, il vient :

$$f_k(I_i) = \omega_k(I_i) \sum_{L, m_0} (-)^{3I_i+L-k+m_0} \sqrt{2k+1} \alpha_L V(I_0 k I_0, m_0 0 m_0) \\ \times W(I_0 I_i I_0 I_i, Lk) a_{m_0}.$$

$$\text{Avec } V(I_0 k I_0, m_0 0 -m_0) = (-)^{I_0} V(I_0 I_0 k, m_0 -m_0 0)$$

$$f_k(I_i) = \omega_k(I_i) \sum_L (-)^{3I_i+L-I_0-k} \alpha_L (2I_0+1) W(I_i I_0 I_i I_0, Lj) \\ \times \sum_{m_0} (-)^{I_0+k-m_0} \sqrt{2k+1} V(I_0 I_0 k, m_0 -m_0 0)$$

Faisons apparaître le paramètre initial $f_k(I_0)$:

$$f_k(I_i) = \frac{\omega_k(I_i)}{\omega_k(I_0)} f_k(I_0) (2I_0+1) \sum_L (-)^{3I_i+L-I_0-k} \alpha_L W(I_i I_0 I_i I_0, Lk) \\ = \frac{\omega_k(I_i)}{\omega_k(I_0)} f_k(I_0) (2I_0+1) \sum_L \alpha_L W(I_i L k I_0, I_0 I_i)$$

V.1 DISTRIBUTION ANGULAIRE DU RAYONNEMENT DE 411 KeV d'Au¹⁹⁸.

Nous avons $I_0 = I_i = 2$ et $L = 0, 1$ et 2

A partir de l'expression précédente de $f_k(I_i)$, il vient :

$$f_k(I_i=2) = 5 f_k(I_0=2) \sum_{L=0}^2 \alpha_L W(2Lk2, 22)$$

... / .

- Pour k = 2.

$$f_2(I_i) = 5f_2(I_o) \left\{ \alpha_0 W(2022,22) + \alpha_1 W(2122,22) + \alpha_2 W(2222,22) \right\}$$

$$\text{Avec } W(2022,22) = 1/5, \quad W(2122,22) = 1/10 \quad \text{et} \quad W(2222,22) = -\frac{3}{70},$$

$$f_2(I_i) = \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{2} - \frac{3}{14} \alpha_2 \right) f_2(I_o)$$

$$\text{Compte-tenu du fait que } \sum_L \alpha_L = 1,$$

$$f_2(I_i) = \left(1 - \frac{\alpha_1}{2} - \frac{17}{14} \alpha_2 \right) f_2(I_o) = B_2 f_2(I_o). \quad [32]$$

Les probabilités $\alpha_2 = 1$ et $\alpha_0 = 1$ nous donnent les limites inférieure et supérieure de B_2 : $-\frac{3}{14} \ll B_2 \ll 1$.

L'anisotropie, si elle existe, est positive, donc l'inégalité précédente se restreint à : $0 \ll B_2 \ll 1$.

- Pour k = 4.

$$f_4(I_i) = 5f_4(I_o) \left\{ \alpha_0 W(2042,22) + \alpha_1 W(2142,22) + \alpha_2 W(2242,22) \right\}$$

$$W(2042,22) = 1/5, \quad W(2142,22) = -\frac{2}{15} \quad \text{et} \quad W(2242,22) = 2/35$$

donc :

$$f_4(I_i) = \left(1 - \frac{5}{3} \alpha_1 - \frac{5}{7} \alpha_2 \right) f_4(I_o) = B_4 f_4(I_o). \quad [32]$$

Ces nouvelles expressions des paramètres d'orientation nous permettent, d'après (7) et (8), d'obtenir la distribution angulaire du rayonnement γ suivant la transition $2-\overset{\beta^-}{\rightarrow}2+$:

$$W(\theta) = 1 - \frac{10}{7} f_2(I_o) B_2 P_2(\cos \theta) - \frac{40}{3} f_4(I_o) B_4 P_4(\cos \theta)$$

La détermination exacte de B_2 et B_4 n'est possible que si l'on connaît les valeurs des éléments de matrice de l'hamiltonien d'interaction β . Ils peuvent s'obtenir par l'étude expérimentale de la forme du spectre β , des corrélations angulaires et directionnelles $\beta - \gamma$ et de la polarisation du rayonnement γ .

Steffen [31] a montré que la contribution $L=2$ est petite devant celles $L=0$ et $L=1$.

Stone et Turell [33], à partir de l'orientation de noyaux d' Au^{198} dans le fer, ont proposé, pour $\alpha_2=0$, $B_2=0,7$ et $B_4=0$. Ceci entraîne :
 $f_2(I_i) = 0,7 f_2(I_0)$ et $f_4(I_i) = 0$.

Un calcul rapide fait pour Au^{198} , nous montre que, pour $B_2=0,7$ et $\beta \neq 0,3$, le sous-niveau le plus peuplé voit, après la transition β , sa population diminuer de 10% au profit des autres sous-niveaux.

Le résultat de Stone et Turell, obtenu en prenant $\alpha_2=0$, n'est donc qu'une bonne approximation mais ne peut être considéré comme exact car la contribution $L=2$, bien que faible, n'est pas négligeable. Dans l'état actuel des données, les coefficients B_2 et B_4 restent donc indéterminés.

V.2 ANISOTROPIE ET CHAMP MAGNETIQUE AUX NOYAUX d' Au^{198} .

Après la transition $2- \xrightarrow{\beta-} 2+$, l'anisotropie du γ de 411 KeV d' Au^{198} est :

$$\mathcal{E} = \frac{\frac{15}{7} f_2 B_2 + \frac{25}{3} f_4 B_4}{1 + \frac{5}{7} f_2 B_2 - 5 f_4 B_4}$$

Si nous prenons $B_2 = 0,7$ et $B_4 = 0$ (approximation acceptable),

$$\mathcal{E} = 1,5 f_2 / 1 + 0,5 f_2$$

$$\mathcal{E} = 1,05 \frac{A_2 + 4,75 A_4}{1 + 2,35 A_2 + 8,35 A_4}$$

Si $\beta \ll 1$,

$$\mathcal{E} \neq 1,05 A_2 = \frac{1,05}{8} \left(\frac{\mu H}{kT} \right)^2$$

c'est-à-dire : $H \neq 1,5 \cdot 10^8 \text{ T} \cdot \sqrt{\mathcal{E}}$ ce

Le champ obtenu en tenant compte de la transition β est donc supérieur de 20% à celui calculé sans faire intervenir cette transition.

CHAPITRE VI

CHAMP MAGNETIQUE AGISSANT
SUR LES NOYAUX ORIENTES

Nous avons vu que la mesure de l'anisotropie des rayons γ émis à basse température par un échantillon radioactif permet de déterminer le champ magnétique agissant sur les noyaux orientés.

MARSHALL [36] a étudié théoriquement le champ interne dans les ferronagnétiques. Pour le cobalt, il prévoit un champ positif de 200 koe. Les mesures [37] s'accordent maintenant pour montrer que ce champ est négatif (sens opposé aux spins des noyaux) et de l'ordre de -200 koe. Donc, de la théorie de Marshall, seule la partie qualitative est encore à retenir. Je donnerai ici un bref résumé, relatif au cobalt, qui fait cependant apparaître la complexité du problème et la difficulté des calculs.

L'orientation des noyaux est due à un champ magnétique

$$H = H_1 + H_c + H_a$$

où H_1 est le champ macroscopique au noyau, H_c un champ effectif décrivant l'interaction entre les électrons de conduction (4s pour Co) et le noyau et H_a le champ résultant de l'interaction noyau - électrons d'un même atome.

A. - CHAMP MACROSCOPIQUE.

$$H_1 \neq H_e - DM + \frac{4\pi}{3} M \quad \text{avec}$$

H_e = champ externe alignant les domaines

- DM = champ dénagnétisant

$\frac{4\pi}{3} M$ = champ de Lorentz, M étant l'aimantation à saturation.

• • / •

B - CHAMP DES ELECTRONS DE CONDUCTION.

L'interaction entre les électrons 4s et un noyau est une interaction spéciale dite de contact, proportionnelle à la densité de présence $|\psi(0)|^2$ d'un électron de conduction au noyau.

Dans un métal normal, il y a autant d'électrons à spin positif que d'électrons à spin négatif et la résultante de cette interaction est nulle. Si on applique un champ externe H , il apparaît une "polarisation" qui correspond au paramagnétisme de Pauli et qui donne lieu à un couplage en $\chi H |\psi(0)|^2$. C'est l'effet Knight bien connu dans la résonance nucléaire dans les métaux.

Dans le cas d'un métal ferromagnétique, la polarisation de la bande 4s est spontanée et pratiquement indépendante du champ appliqué. Appelons P cette polarisation de la bande 4s (la valeur de P de l'ordre du % a soulevé de nombreuses controverses), et n le nombre d'électrons de conduction par atome. Le champ magnétique résultant de cette polarisation est :

$$H_{c1} = \frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi(0)|^2 nP.$$

En fait les bandes ne sont ni parfaitement "3d", ni parfaitement "4s". En particulier, la bande 3d admet un faible mélange de fonction d'onde 4s, mais ceci peut être très important pour le couplage puisque cette faible proportion de 4s a un couplage de contact alors qu'il n'existe pas pour la bande 3d. Ce mélange est très difficile à évaluer (4% d'après Arp).

Le champ produit est :

$$H_{c2} = \frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi(0)|^2 \frac{\bar{S}}{n} a^2,$$

\bar{S} et a^2 représentant le spin moyen par atome et la valeur moyenne du mélange.

Comme il est difficile de traiter les électrons 3d dans une bande, Marshall utilise l'artifice suivant : il admet que les électrons d sont localisés, mais pour expliquer l'aimantation à saturation du cobalt, il prend plus ou moins arbitrairement 70% d'atomes dans la configuration $(3d)^8 {}^3F$ et 30% dans la configuration $(3d)^9 {}^2D$, d'où le spin moyen $\bar{S} = 0,7 \times 1 + 0,3 \times 0,5 = 0,85$.

. . / .

Le champ total effectif des électrons de conduction est

donc :

$$H_c = \frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi(0)|^2 n P_{\text{eff}}$$

avec : $P_{\text{eff}} = P + \frac{\overline{S_a^2}}{n}$, polarisation effective des électrons de conduction.

Marshall estime à 10% cette polarisation effective. Mais il est difficile d'avoir une opinion sur la valeur de cette estimation.

C - CHAMP d'INTERACTION NOYAU-ELECTRONS.

Il résulte du couplage entre le noyau et le cortège électronique qui l'entoure, c'est-à-dire du couplage hyperfin.

Là encore, nous mettrons à part les électrons "s" à cause de l'importance du terme de "contact" :

Dans un ferromagnétique, les 2 électrons de la couche 2s ont une forte probabilité de présence au noyau. Il résulte une interaction avec le noyau. Cet effet est connu sous le nom de polarisation des couches profondes.

Le champ d'interaction noyau-électrons a en outre pour cause :

- l'interaction des moments magnétiques des noyaux et des électrons 3d,
- l'interaction du moment magnétique du noyau avec les courants créés par les électrons 3d (c'est-à-dire avec le moment orbital).

Marshall a calculé les différentes contributions au champ total, il obtient $H_{c1} = 40 \text{ kœ}$, $H_{c2} = 137 \text{ kœ}$, et pour le champ d'interaction noyau-électrons -128, 81 et 83 kœ. Soit un champ total de 219 kœ. Plusieurs termes sont du même ordre de grandeur avec des signes différents. Le résultat est très sensible au modèle et il ne faut pas s'étonner dans ces conditions que le signe soit erroné.

Voici quelques valeurs expérimentales de champ interne dans le cobalt pur :

Par mesure de chaleur spécifique HEER [38], ARP [39] donnent 183, 200 et 219 kœ ; par mesure de l'anisotropie de noyaux alignés

de Co^{60} , KURTI [40] et GRACE [41], 193 kœ et par résonance nucléaire, PORTIS et GOSSARD [42], 217 kœ. Ces résultats sont en désaccord avec ceux de KUTSISHVILI : 1220 kœ et DANIELS [43] : 730 kœ. Ces différences, si elles ne sont pas dûes à une imprécision sur la détermination des températures, demeurent inexplicables.

Les trois méthodes citées ci-dessus ne permettent pas de déterminer le signe du champ. Pour avoir ce signe, il suffit d'appliquer un champ externe de quelques dizaines de kœ et d'observer la variation du champ total.

VI.1 CHAMP INTERNE DANS UN ALLIAGE CUBIQUE.

Dans un alliage à symétrie cubique, le couplage dipolaire entre les moments magnétiques nucléaires et les électrons 3d est nul. Dans le cas d'un alliage cobalt-nickel, ceci est valable à condition que chaque atome de cobalt voit un champ cubique, c'est-à-dire pour les alliages à concentration de cobalt inférieure à 65% pour lesquels la structure est cubique à face centrée. En effet, à cette concentration s'effectue le passage du système cubique à face centrée au système hexagonal.

ARP [39] par mesure de chaleur spécifique d'un alliage Co (60%) - Ni (40%) a constaté un champ effectif de 160 kœ.

VI.2 CHAMP INTERNE DANS LES METAUX DE TERRES RARES.

Le cas des métaux de terres rares est bien plus simple que celui des métaux de transition, ceci est dû au fait que le magnétisme trouve son origine dans les couches 4f qui sont profondes et protégées par les électrons 5s, 5p et $6s^2$ et que l'on peut considérer ces électrons comme parfaitement localisés.

Les interactions noyau-couche 4f ont lieu par un mécanisme indirect (Suhl-Nakamura) qui fait intervenir les électrons de conduction. En tout état de cause, les électrons de conduction sont peu polarisés.

De tous les effets précédents relatifs aux métaux de transition, les plus importants restent les 2 derniers (interactions

magnétiques noyau-électrons ^{4f}~~3d~~ et noyau-courants créés par les électrons ^{4f}~~3d~~). La théorie de ces effets est relativement facile à faire à partir de la connaissance des fonctions d'onde de la couche 4f et en utilisant les résultats de la résonance paramagnétique électronique.

A quelques % près les couplages déterminés par chaleur spécifique ont été interprétés quantitativement.

Les mesures de chaleur spécifique du Pr, Nd, Sm, Tb, Dy, Ho, Er et Tm [44] permettent de dire que des champs magnétiques intenses règnent dans ces métaux.

Par contre, ce n'est pas le cas du gadolinium qui, étant dans un état S, a une faible chaleur spécifique faisant apparaître une faible constante de couplage hyperfin. Elle devrait être rigoureusement nulle. Les autres effets peuvent cependant intervenir. En fait, l'expérience montre bien qu'ils sont faibles puisque le couplage estimé par KURTI [45] est $\frac{C}{R} \ll 10^{-5}$ à 0°K.

CHAPITRE VII

ENSEMBLE EXPERIMENTAL

1.1 APPAREIL DE BASSES TEMPERATURES.

1.1 La désaimantation adiabatique.

1.1.1 Principe.

La méthode utilisée pour refroidir un sel paramagnétique à des températures inférieures à 1°K est celle de la désaimantation. Cette méthode est basée sur le fait qu'à température constante, l'entropie d'un système de moments magnétiques est abaissée par un champ magnétique. L'entropie étant une mesure de l'ordre d'un système, plus petite sera l'entropie, plus faible sera le désordre. Si nous appliquons un champ, les moments seront ordonnés et l'entropie diminuée. Cette diminution sera d'autant plus sensible que la température sera plus basse, car un plus grand nombre de moments s'alignent. Si on supprime le champ à entropie constante, le désordre du système correspond à une température plus basse.

L'entropie d'un système est $S = k \log W$ où W est le nombre de complexions possibles des éléments du système. Si nous avons N ions de spin I , à une température telle que les spins sont désordonnés, l'entropie est :

$S = Nk \log (2I+1)$ car $(2I+1)^N$ représente les complexions de N spins sur $2I + 1$ sous-niveaux également peuplés.

S est fonction de H et de T :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_H dT.$$

. . / .

Pour une transformation isotherme :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T dH = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH.$$

M = aimantation du système = $N I(I+1) \frac{g^2 \mu_{BH}^2}{3kT}$ où g est le facteur de Landé.

Donc, au cours d'une aimantation isotherme :

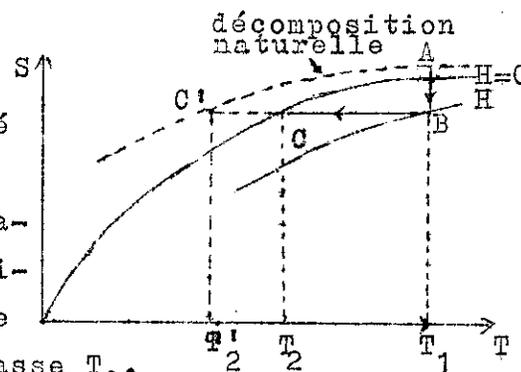
$$S(H, T) - S(0, T) = \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH.$$

Dans la région où la loi de Curie est vérifiée, la variation d'entropie d'un sel paramagnétique par application d'un champ H est :

$$S - S_0 = -\frac{1}{6} N k I(I+1) \left(\frac{g \mu_{BH}}{kT}\right)^2$$

Les différentes étapes de la désaimantation sont représentées sur le schéma ci-contre. Partant du

point A (température T_1), par application isotherme de H , le système arrive en B en dégageant une quantité de chaleur $T \Delta S$ qui est enlevée par le bain d'hélium. Si H est coupé adiabatiquement, après avoir isolé thermiquement le sel et le bain, le système arrive en C à une température plus basse T_2 .



La température réelle atteinte est en général plus élevée que la valeur théorique. Ceci provient de la décomposition naturelle des niveaux d'énergie d'un ion, même en l'absence de champ, produite par le champ cristallin des autres ions du sel. L'entropie à température donnée étant plus faible pour une décomposition naturelle que pour une décomposition nulle, la température finale n'est pas aussi basse que prévue. Kurti et Simon ont calculé l'ordre de grandeur de la température atteinte à partir de T_1 et de H . Supposons que le niveau de base est décomposé, en champ nul, en $2I+1$ sous-niveaux séparés d'une énergie $k\theta$. Dans un champ H , $g \mu_{BN} H$ est l'intervalle séparant 2 niveaux adjacents. à T_1 , la population sur les différents sous-niveaux et l'entropie sont déterminées par le rapport $g \mu_{BN} H / kT_1$ à condition que $T_1 \gg \theta$ et $g \mu_{BN} H \gg k\theta$. A la température finale T_2 , l'entropie sera fonction de $\frac{k\theta}{kT_2}$ car elle ne dépend que de la population des sous-niveaux ;

donc, $\frac{T_2}{T_1} = \frac{k\theta}{g\mu_{BN}H} = 75 \frac{\theta}{H_{oe}}$ avec $g = 2$ 42.

Ainsi avec l'alun de fer-amoniaque, pour $T_1 = 1,2^\circ K$ et $H = 14000$ oe, $T_2 = 0,039^\circ K$.

Nous voyons qu'un choix est à faire parmi les sels paramagnétiques utilisés comme agents réfrigérants car, si ces sels possèdent une chaleur spécifique élevée, elle est d'autant moins grande qu'ils permettent d'atteindre des températures plus basses.

VII.1.1.2 Mesure des températures [33]

Les températures sont repérées par mesure de la susceptibilité du sel en champ faible. Il faut considérer les corrections de forme et les corrections dues aux écarts de la loi de variation de la susceptibilité en fonction de la température, à une loi de Curie à très basse température. La susceptibilité χ d'un corps paramagnétique parfait suit une loi de Curie : $\chi = \frac{C}{T}$. La correction de "champ local", c'est-à-dire du champ créé par l'ensemble des autres ions sur l'ion considéré, proposée par Lorentz consiste à remplacer le système d'ions par un continuum magnétique de même susceptibilité en volume où serait creusée une sphère autour de l'ion considéré.

On déduit, à partir du champ H_0 appliqué, une susceptibilité effective $\chi_e = \frac{C}{T-\Delta}$. Δ est un facteur dépendant de la forme du sel. $\Delta = 4\pi(1/3-n)\lambda$; $4\frac{\pi}{3}$ et $4\pi n$ étant les coefficients démagnétisants de la sphère et de l'ellipsoïde, et λ la constante de Curie du sel par unité de volume.

Tous les étalonnages thermométriques sont donnés en fonction du paramètre T^* appelé température magnétique :

$$\chi_e = \frac{C}{T^* - \Delta}$$

T^* dépend de la forme du sel, mais si T^* est grand devant Δ , on peut le considérer comme une propriété spécifique du sel. T^* est égal à la température thermodynamique pour $T \gg \theta$. Pour tous les sels employés au cours des expériences, Δ est de l'ordre de $15 \cdot 10^{-3}^\circ K$. Pour déterminer T en fonction de T^* , nous avons utilisé une courbe communiquée par M.BEUN.

VII.1.2 Schéma de montage de l'appareil de basses températures.

L'élément essentiel est un cryostat (fig.2) où est refroidi l'échantillon radioactif à étudier. Le cryostat est plongé dans un vase contenant 5 litres d'hélium liquide. Ce vase constitué de 2 parois minces de 1/10 de mm entre lesquelles on fait le vide - quelques 10^{-3} mm de mercure -, baigne dans une enceinte de même nature remplie d'azote liquide. Le vide entre les 2 parois du vase externe - quelques 10^{-3} mm de mercure - isole thermiquement le système du milieu extérieur.

Le contact thermique entre le sel paramagnétique et l'échantillon enfermés dans le cryostat se fait par une tige de cuivre de 150mm de longueur et 2,5mm de diamètre. Aux 2 extrémités de ce barreau sont soudés l'échantillon et une feuille de cuivre de 0,1mm d'épaisseur roulée en spirale, assurant le contact thermique entre le sel et ce barreau. La surface de contact entre cette feuille de cuivre et le sel est d'environ 540cm².

Le sel, coulé dans un tube de nylon fixé et centré entre 3 tiges de laiton vissées sur le chapeau du cryostat, est aussi en contact thermique avec l'hélium liquide du "bulbe". La mesure de la tension de vapeur de cet hélium va nous permettre d'établir la température entre 4°K et 1°K.

Tous les éléments de cet ensemble sont amagnétiques afin de réduire au minimum les courants induits par un grand champ magnétique.

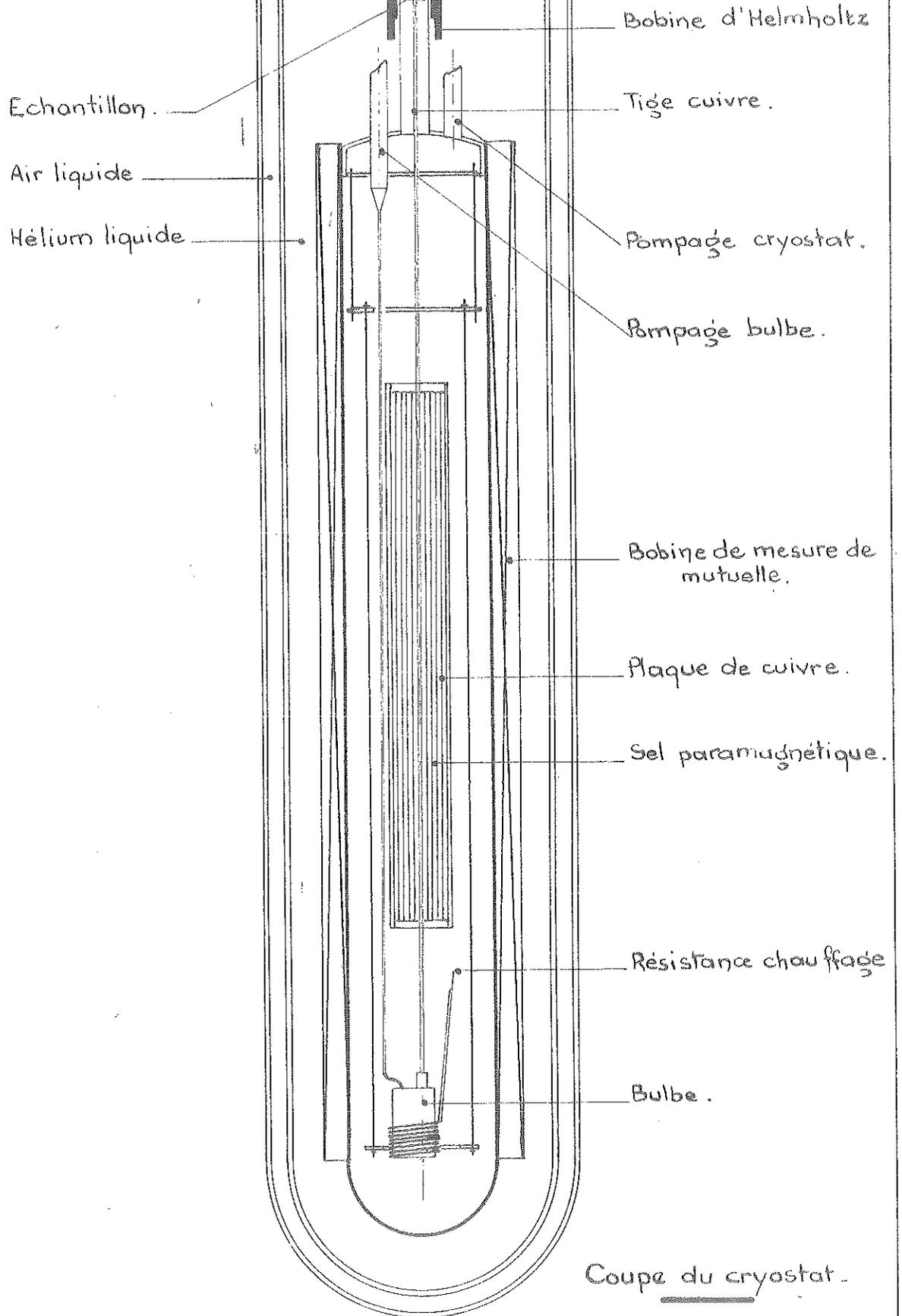
Baignant dans l'hélium liquide, une bobine de Helmholtz réalisée en fil de niobium (0,05mm de diamètre) supraconducteur au-dessous de 9,2°K, produit sur l'alliage radioactif placé en son centre un champ horizontal de 670 œ/A. Deux bobines concentriques, emboîtées sur le cryostat et au centre desquelles est situé le sel, permettent, par la mesure des variations de leur couplage inductif, de connaître la température.

Le cryostat et le bulbe sont reliés au système de pompage et aux manomètres. Une pompe à palettes (1,5 l/s) et une pompe à diffusion d'huile (100 l/s) assurent un vide d'isolement thermique de quelques microns de mercure.

La température du bain d'hélium est abaissée au moyen d'une pompe mécanique d'un débit de 150m³/heure contrôlé par des

. . / .

fig. 2



vannes, et mesurée par des manomètres : un à mercure, un à huile et un manomètre différentiel à huile permettant de stabiliser la tension de vapeur de l'hélium à une valeur déterminée.

Une bobine sans fer, à faible résistance et haute intensité (500 ampères maximum) produit un grand champ magnétique vertical (19000 œ max.) nécessaire pour la désaimantation adiabatique. Cette bobine est montée au niveau du sel paramagnétique au moyen de verins hydrauliques.

VII.2 APPAREILLAGE ELECTRONIQUE.

La mesure de l'anisotropie du rayonnement γ de l'élément radioactif étant obtenue à partir de la détection simultanée dans 2 directions perpendiculaires, il est nécessaire d'utiliser 2 chaînes de comptage.

VII.2.1 Les compteurs de rayonnement γ .

Chaque compteur est constitué d'un scintillateur, d'un guide de lumière et d'un photomultiplicateur (PM).

VII.2.1.1 Les scintillateurs.

Ce sont des cristaux d'iodure de sodium activé au thallium d'un pouce de hauteur et de diamètre, entourés d'une enveloppe d'aluminium. Leur base sont en contact optique avec la tête du guide de lumière par l'intermédiaire de graisse de silicone.

VII.2.1.2 Les guides de lumière [34]

Ils permettent d'éloigner la photocathode des P.M de la bobine de Helmholtz qui produit le champ magnétique aimantant l'échantillon à saturation.

Un guide de lumière doit avoir une bonne résolution et une bonne transmission. En effet, un champ magnétique modifie les trajectoires des électrons entre les dynodes d'un P.M, ce qui entraîne une diminution du nombre d'électrons collectés par l'anode, donc des pertes importantes de comptage des photons tombant sur la photocathode et une augmentation du pouvoir de résolution du détecteur.

J'utilise des guides en plexiglass dont la courbure près du scintillateur est une spirale logarithmique (fig. 3).

Un photon lumineux issu du point O et tombant en M sera réfléchi sur la surface du guide si $\sin \lambda \geq 1/n$, n étant l'indice du plexiglass ($n = 1,45$).

Il y a donc réflexion totale, c'est-à-dire collection de lumière de 100% pour $\lambda \geq \lambda_0 = \text{arc sin } \frac{1}{n} = 43^\circ$. L'équation de la spirale logarithmique étant $\rho = d \exp(\theta \text{tg } \lambda)$, entre le diamètre d'entrée d et le diamètre maximum D du guide il y a la relation

$$D/d = 2 \cos \lambda_0 \exp(\lambda_0 \text{tg } \lambda_0) - 1.$$

La condition $\lambda \geq \lambda_0 = 43^\circ$ entraîne $d/D \leq 0,54$. d est pris égal au diamètre du scintillateur : $d = 29\text{mm}$, donc $D \geq 54\text{mm}$.

Les caractéristiques des guides sont :
diamètres d'entrée = 29mm ; maximum = 55mm et de sortie = 32mm,
et longueur = 162mm.

La résolution R peut s'écrire sous la forme $R = K/\sqrt{N}$, N étant le nombre moyen de photoélectrons sortant par scintillation de la photocathode du P.M. $N = E_\gamma K_1 K_2$, E_γ étant l'énergie des photons γ , K_1 un facteur dépendant du scintillateur et du guide et K_2 un facteur fonction gain du P.M, donc de la tension qui lui est appliquée.

Nous voyons que K_1 doit être le plus grand possible. Son expression est :

$$K_1 = \eta \cdot G \cdot T_G / E_p$$

η = rendement en conversion de l'énergie E_γ en un certain nombre de photons lumineux.

G = facteur géométrique normalisé à l'unité pour une collection de lumière de 100%.

T_G = facteur caractérisant l'absorption de lumière dans le guide

E_p = énergie moyenne des photons lumineux dont la longueur d'onde est 4000 \AA .

L'utilisation d'un guide de lumière allonge le parcours des photons lumineux, donc augmente leur absorption.

$T_G = \exp(-\mu x)$; μ , coefficient d'absorption de la lumière dans le guide, est fonction de la longueur d'onde λ des photons.

Pour $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, $\mu = 0,016 \text{ cm}^{-1}$ pour le plexiglass.

Les guides utilisés mesurant 16,2cm de longueur,

$$T_G = \exp(-0,016 \times 16,2) \approx 0,77$$

c'est-à-dire qu'il y a $100\% - 77\% = 23\%$ d'absorption dans les guides.

Le produit GT_G peut se déterminer expérimentalement en observant à l'oscilloscope les impulsions d'une source de Cs¹³⁷ à la sortie d'un détecteur avec et sans guide.

	Position du photopic	$G \cdot T_G$	Pertes mesurées expérimentalement	Pouvoir de résolution R
Détecteur n° 1				
Sans guide	85 volts	$52/85=0,61$	$\frac{85-52}{85} = 39\%$	9,4 %
Avec guide n°1	52 volts			12,1 %
Détecteur n° 2				
Sans guide	84 volts	$51/84=0,61$	$\frac{84-51}{84} = 39\%$	10 %
Avec guide n°2	51 volts			12,8 %

Nous avons obtenu : par le calcul $T_G=0,77$, et expérimentalement $GT_G=0,61$, d'où $G = 0,79$. Ceci signifie que, pour une collection de photons de 100%, il y a 23% d'absorption et $100\%-79\%=21\%$ de pertes dans le guide.

VII.2.1.3 Photomultiplicateurs.

Le montage des P.M 51 A.V.P. Radiotechnique à 11 dynodes est donné sur la figure 4.

Le signal positif pris sur la dernière dynode (D_{11}) attaque la cathode follower.

Les P.M sont blindés magnétiquement par un cylindre de mu-métal qui dépasse la surface de la photocathode d'une longueur au moins égale à son rayon pour supprimer tout effet de bord, car l'influence du champ est primordiale entre la cathode et la première dynode.

. . / .

VII.2.1.4 Schéma d'ensemble d'un détecteur gamma (fig.5)

Le cylindre d'acier doux joue le rôle d'écran magnétique, permet le centrage du scintillateur, du guide et du P.M. et assure l'étanchéité à la lumière.

VII.2.2 Influence du champ magnétique sur un P.M.

Elle a été étudiée en utilisant un solénoïde en fil de cuivre ayant même moment magnétique (5700 u.e.m) que la bobine de Helmholtz et immergé dans l'air liquide afin de réduire ses dimensions. En effet, la résistivité du cuivre passant de $1,7 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ à 22°C à $0,17 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ à -196°C , le courant maximum admissible dans un conducteur de cuivre, à la température de l'air liquide, serait 10 fois plus grand à puissance constante qu'à la température ambiante. Il peut être augmenté encore du fait d'un refroidissement plus important.

Il a été constaté expérimentalement qu'un champ magnétique inférieur à 1 oersted à la photocathode d'un P.M. n'a aucune influence sur le spectre γ qui, ainsi, n'est pas déformé. Le pouvoir de résolution n'est pas modifié et les pertes sont négligeables.

VII.2.3 Les chaînes de comptage.

Les impulsions prises sur la dernière dynode du P.M. sont envoyées dans un préamplificateur et un amplificateur.

La première chaîne de comptage comprend en outre un sélecteur SAIP à 1 canal de largeur de bande et de seuil réglables et une échelle de comptage EDU 1 (Electronique Appliquée).

Ceci est remplacé dans la 2ème chaîne par un ensemble SUL 1C-N (E1.A) composé :

- d'un tiroir loupe TL 1 amplificateur et discriminateur d'amplitude des impulsions reçues.
- de 2 tiroirs discriminateurs TU2 dont l'association permet d'obtenir un sélecteur d'amplitude à 1 canal.
- d'une échelle de comptage

fig. 5

Cristal INA

Plexiglass noir

Guide de lumière

μ métal

PM 51 AVP

Socle

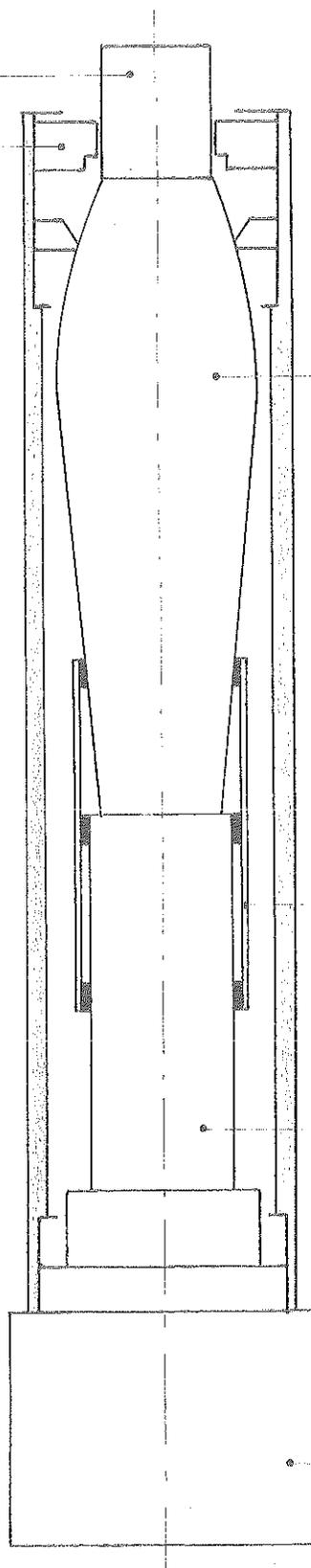


Schéma d'ensemble d'un détecteur X.

CHAPITRE VIII

DESCRIPTION D'UNE EXPERIENCE

VIII.1 PREPARATION DU SEL ET DE L'ECHANTILLON.

Après avoir été dissous dans un mélange de 75% de glycérine et 25% d'eau, le sel est coulé dans le tube de nylon. L'échantillon radioactif est alors soudé à l'extrémité de la tige de cuivre baignant dans le sel. L'ensemble est fixé dans le cryostat, puis, après installation des vases, nous procédons au refroidissement. Lorsque le sel atteint la température de l'azote liquide grâce au bain extérieur, le vase interne est rempli d'hélium liquide. Introduisons, soit dans le cryostat, soit dans le bulbe, de l'hélium sous faible pression qui va permettre les échanges thermiques entre le sel et le bain.

VIII.2 ETALONNAGE DE LA TEMPERATURE.

Nous réglons le débit d'hélium et laissons la pression se stabiliser à une valeur déterminée. La température est lue directement sur des tables de tension de vapeur. Puis nous équilibrons le pont donnant l'inductance mutuelle M des deux bobinages entourant le sel. Cette opération est répétée une dizaine de fois entre $4,2^{\circ}\text{K}$ et $1,2^{\circ}\text{K}$.

Le pont de mesure de mutuelles utilisé est du type Hartshorn. La mesure de M se fait en opposant une mutuelle réglable à la mutuelle à mesurer. Les courants induits dans le secondaire se traduisent par une variation de phase du signal secondaire

compensée en injectant dans ce circuit une partie réglable du potentiel créé dans une résistance du circuit primaire. Les mesures sont effectuées à basse fréquence (environ 60 hertz) pour éviter le réchauffement du sel par hystérésis.

Reprenons alors graphiquement les variations linéaires de M μH en fonction de $1/(T^* - A) \cdot \text{K}^{-1}$.

Si M_0 μH et A $\mu\text{H} \cdot \text{K}^{-1}$ sont l'ordonnée à l'origine (valeur de M pour $T \rightarrow \infty$) et la pente de cette droite, $T^*(\text{K}) = \frac{A}{M_0 - M} + \Delta$.

VIII.3 DESAIMANTATION ADIABATIQUE.

Les vannes commandant le débit de la pompe à hélium sont ouvertes au maximum et nous appliquons le champ, la bobine étant dans sa position haute. Le sel se réchauffe. Par échange thermique sa température redevient égale à celle du bain d'hélium ; nous éliminons alors par pompage le gaz d'échange du cryostat afin d'obtenir un vide d'isolement suffisant. Le champ est coupé lentement après une durée d'application de 40 minutes à 1 heure suivant la qualité du vide. La méthode qui consiste à utiliser le bulbe présente un avantage sur celle dite du "gaz d'échange". En effet, dès le début de l'expérience, nous pouvons vider le cryostat et obtenir ainsi un très bon vide. L'hélium du bulbe est vaporisé au cours de la désaimantation au moyen d'une résistance de 600 Ω en cupron, parcourue par un courant de 10mA.

VIII.4 MESURE DE L'ANISOTROPIE DU RAYONNEMENT γ DE L'ÉCHANTILLON.

Un plateau horizontal solidaire du socle de la bobine de désaimantation, qui est amenée à sa position basse afin de ne pas perturber les mesures de mutuelle, supporte les 2 sondes γ dans le plan de l'échantillon.

La bobine de Helmholtz qui est alors alimentée, produit un champ magnétique amenant l'échantillon à un état voisin de la saturation et définit 2 directions passant par son centre et situées dans le plan horizontal : une selon son axe, appelée direction parallèle (notée 0) ; l'autre perpendiculaire ($\pi/2$) à cet axe.

Les deux sondes γ vont nous permettre de mesurer simultanément, en fonction du temps, l'intensité des rayons γ suivant ces 2 directions. La température est déterminée à intervalles réguliers de quelques minutes. Les mesures prennent fin lorsque la température est assez élevée pour admettre que la distribution angulaire des γ de l'échantillon "chaud" est isotrope.

Au cours de l'expérience la plus favorable, le sel a mis 2 heures pour se réchauffer de 0,008 °K à 0,12°K.

A partir de l'instant où le sel a atteint la température de l'hélium liquide, la durée totale d'une expérience est d'environ 14 heures : 4 à 5 pour l'étalonnage de température, 1 pour la désaimantation adiabatique et 3 pour les mesures d'anisotropie. La quantité d'hélium étant suffisante pour nous permettre de travailler 24 heures, nous avons fait jusqu'à 3 désaimantations consécutives.

CHAPITRE IX

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IX.1 POLARISATION NUCLEAIRE DE Co^{60} DANS UN ALLIAGE COBALT-NICKEL.

Ce type d'expérience a été réalisé pour vérifier le fonctionnement du dispositif expérimental sachant que les noyaux de Co^{60} sont aisément orientés, si l'on en juge d'après les travaux réalisés à ce jour.

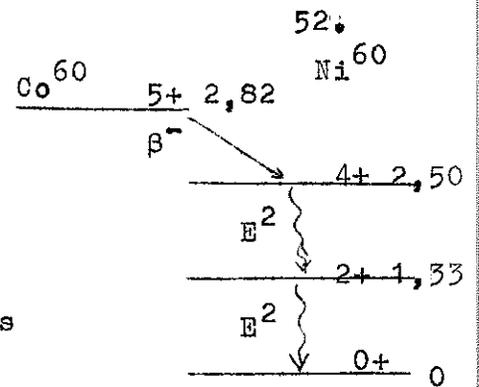
L'étude a porté sur un alliage cobalt (50%) - Nickel (50%) fourni par le laboratoire de Physique du Solide du C.E.N.-G.

L'échantillon est un disque de 5mm de diamètre et 0,17mm d'épaisseur. Après un recuit de 1 heure à 900°C sous hydrogène, il est irradié dans la pile Mélusine par un flux de neutrons thermiques de $5 \cdot 10^{12}$ n/cm²/s. La 1ère expérience a été réalisée quelques jours après la sortie de pile de façon à laisser décroître l'activité de Ni^{65} (T=2,6 h) jusqu'à une valeur très faible devant celle de Co^{60} (T=5,2 a) qui est de 50µc.

L'échantillon soudé à l'étain sur la tige de cuivre en contact avec l'alun de chrome - potassium refroidi par désaimantation adiabatique est aimanté par un champ de 1300 oe.

Ensuite est mesurée, dans les deux directions 0 et $\pi/2$, l'intensité du rayonnement γ de 1,17 Mev (transition $4+ \xrightarrow{E2} 2+$) émis après désintégration β^- ($5+ \rightarrow 4+$) de 0,312 Mev des noyaux orientés de Co^{60} . Simultanément est relevée la température du sel paranagnétique.

Si nous estimons à 50% le nombre de désintégrations β^- qui libèrent totalement leur énergie dans l'échantillon, celui-ci reçoit l'équivalent de 0,5 erg/s. D'autre part, dans une assez grande gamme de température, l'apport des calories extérieures est de l'ordre de 0,5 erg/s. L'échantillon reçoit donc environ 60 ergs/minute.



Les 3 expériences réalisées avec l'alliage Co-Ni ont permis de suivre, dans la gamme de température 0,025 - 1°K, les variations de l'intensité de rayonnement. Pour la 2ème expérience, les figures 5 et 6 représentent $W(0)$, $W(\pi/2)$ et $\sqrt{\mathcal{E}}$ en fonction de $1/T$.

La méthode des moindres carrés appliquée au calcul de la pente de la droite $\sqrt{\mathcal{E}}(1/T)$ donne le résultat moyen :

$$\sqrt{\mathcal{E}} \cdot T = (1,6 \pm 0,2) 10^{-2}.$$

La distribution angulaire du γ de 1,17 Mev de Co^{60} est :

$$W(\theta) = 1 - \frac{60}{49} f_2(4) P_2(\cos \theta) - \frac{64}{21} f_4(4) P_4(\cos \theta).$$

La transition $5+ \xrightarrow{\beta^-} 4+$ étant une transition permise Gamow-Teller pure, le moment angulaire total emporté par l'électron et le neutrino peut donc prendre toutes les valeurs comprises entre 1 et 9. Si nous admettons que les probabilités pour $L \geq 2$ sont très faibles, il reste $\alpha_1 = 1$.

La relation entre les paramètres d'orientation après et avant désintégration β est :

$$f_k(4) = B_k f_k(5) = \frac{\omega_k(4)}{\omega_k(5)} \times 11 W(41k5,54) f_k(5).$$

$$W(4125,54) = \frac{2}{165} \sqrt{\frac{182}{3}}, \quad W(4145,54) = \frac{\sqrt{7}}{33},$$

$$\frac{\omega_2(4)}{\omega_2(5)} = \frac{25}{16} \sqrt{\frac{14}{39}} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_4(4)}{\omega_4(5)} = \left(\frac{5}{4}\right)^4 \frac{1}{\sqrt{7}}$$

... / .

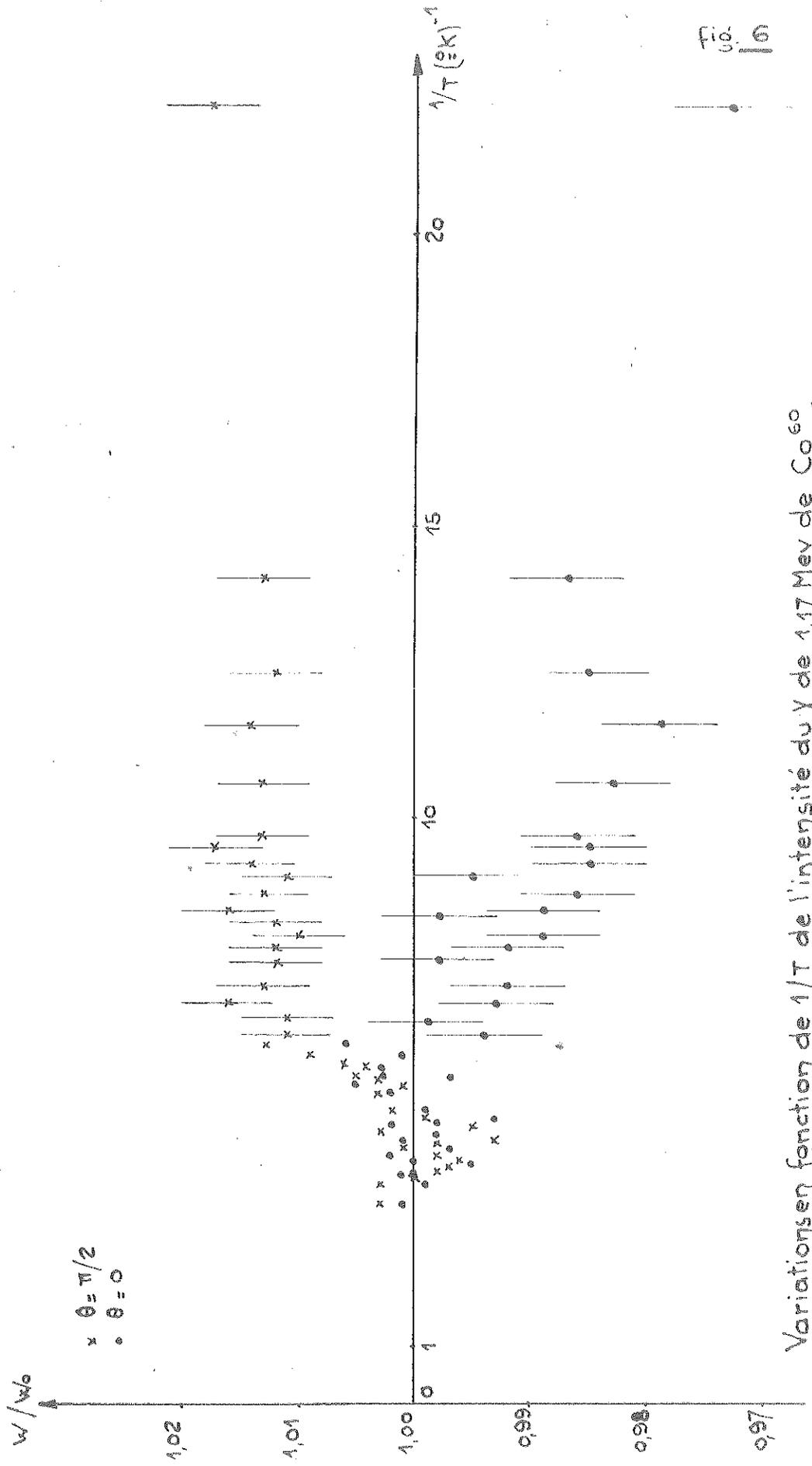


Fig. 6

Variationsen funktion de $1/T$ de l'intensité du γ de 1,17 Mev de Co^{60} .

donc :

$$f_2(4) = B_2 f_2(5) = \frac{35}{36} f_2(5)$$

$$f_4(4) = B_4 f_4(5) = \frac{625}{768} f_4(5).$$

Les coefficients d'atténuation B_2 et B_4 sont voisins de 0,97 et 0,81, ce qui signifie que l'orientation des noyaux de Co^{60} est très peu perturbée par la transition β . La distribution angulaire devient :

$$W(\theta) = 1 - \frac{25}{21} f_2(5) P_2(\cos \theta) - \frac{625}{252} f_4(5) P_4(\cos \theta).$$

Pour $\beta = \frac{\mu H}{kT} \ll 1$, l'anisotropie est $\mathcal{E} \# \frac{195}{56} \beta^2$

d'où : $\sqrt{\mathcal{E}} \# 4,85 \cdot 10^{-8} \frac{H}{T}.$

Le champ magnétique est donc $H = 2,06 \cdot 10^7 \sqrt{\mathcal{E}} \cdot T \text{ œ}.$

Compte-tenu de $\sqrt{\mathcal{E}} \cdot T$ calculé (fig. 7), le champ magnétique agissant sur les noyaux orientés de Co^{60} dans l'alliage $\text{Co}(50) - \text{Ni}(50)$ est :

$$H = (330 \pm 40) \text{ kœ}.$$

A la température de $0,02^\circ\text{K}$, le degré de polarisation des noyaux orientés de Co^{60} $f_1 = \bar{I}_z/I$ avec $\beta \# 0,43$ est égal à 0,7, c'est-à-dire que 70% des noyaux ont leur spin aligné dans la direction du champ.

A cette température, le sous-niveau $m=5$ est au moins 50 fois plus peuplé que le sous-niveau $m = -5$.

A $0,05^\circ\text{K}$, f_1 n'est plus que de 30% et le rapport des populations a_5/a_{-5} est inférieur à 10.

Le résultat de ces expériences diffère appréciablement de celui donné par ARP. Cependant, l'écart de ces 2 valeurs peut être expliqué par les variations possibles de structure électronique entre 2 alliages de concentrations différentes.

IX.2 POLARISATION NUCLEAIRE d'Au¹⁹⁸ DANS LE GADOLINIUM.

Un grand nombre d'expériences d'orientation ont été faites avec les métaux de transition tels que le manganèse, le cobalt, le nickel, soit sous forme de monocristaux, soit sous forme d'alliages de deux de ces éléments ferromagnétiques.

Récemment, SAMOILOV [32] mettait en évidence la polarisation des noyaux d'éléments diamagnétiques (Sb, Au, In) dissous dans le fer. Il était donc intéressant de répéter ces expériences en choisissant un autre ferromagnétique. Le choix s'est porté sur un métal des terres rares : le gadolinium.

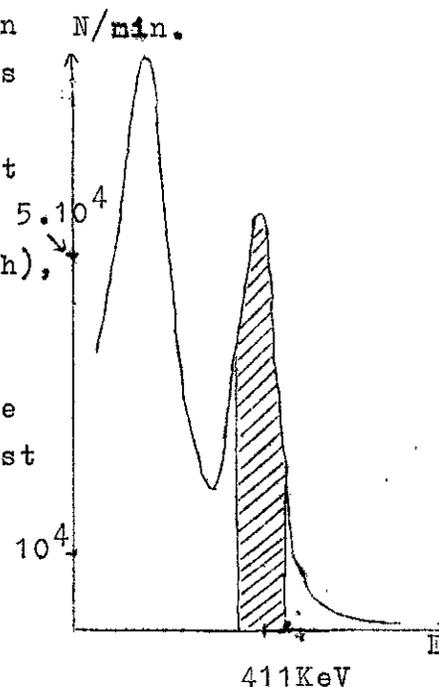
Nos expériences ont consisté à orienter des noyaux d'Au¹⁹⁸ dans le gadolinium, l'or se dissolvant en toutes proportions dans ce métal des terres rares.

L'alliage Or(1%) - Gadolinium en feuilles de 0,1mm d'épaisseur a été obtenu chez Johnson, Matthey et Cie. Une irradiation de cet alliage nous a permis de constater, par spectrométrie γ , la présence de terbium en très faible quantité.

Les échantillons de 5mm de diamètre irradiés jusqu'à une activité de 10 à 20 μc d'Au¹⁹⁸ sont collés à l'araldite à chaud sur la tige de cuivre le reliant thermiquement à l'alun de chrome-potassium.

L'apport d'énergie à l'échantillon dû aux désintégrations β est de 0,3 erg/s pour 10 μc d'Au¹⁹⁸. Le milieu extérieur rayonnant 0,5 erg/s, l'échantillon reçoit environ 50 ergs/minute.

Après désactivation de Gd¹⁵⁹ (T=18h), l'intensité du γ de 411 KeV d'Au¹⁹⁸ est mesurée dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ d'aimantation de 1300 oe. La partie du spectre détectée est indiquée sur le graphique ci-contre.



Une série de 6 expériences a été faite dans la gamme de température 0,01-1°K. Les figures 8, 9 et 10 représentent l'intensité du rayonnement γ en fonction de la température pour les expériences 4, 5 et 6.

Chaque valeur de $W(0)$ et $W(\pi/2)$ est déterminée par un taux de comptage de quelques minutes, celui de l'échantillon "chaud" étant pris pour unité. Chaque point est entaché d'une erreur statistique fonction de l'activité d' Au^{198} et la distance du P.M à l'échantillon. La précision au cours des différentes expériences variait de $3 \cdot 10^{-3}$ à $8 \cdot 10^{-3}$.

L'ensemble des résultats obtenus ne permet pas d'affirmer qu'il existe une anisotropie du rayonnement γ . Il n'est jamais apparu ni une diminution de l'intensité dans la direction $\pi/2$, ni une augmentation dans la direction 0, ceci dans la limite de la précision des mesures.

En effet, les points expérimentaux se répartissent autour de la droite d'ordonnée 1 qui recoupe les barres d'erreur en nombre suffisant pour montrer que la distribution angulaire est isotrope.

Compte-tenu de l'erreur statistique sur chaque taux de comptage, il est impossible de détecter une anisotropie inférieure à 1%. Dans le cas de la polarisation d' Au^{198} , cette valeur d'anisotropie donne donc une limite supérieure du champ interne dans le gadolinium.

$$\text{Puisque } \sqrt{\varepsilon} = 0,79 \cdot 10^{-8} \frac{H}{T} \ll \sqrt{0,01},$$

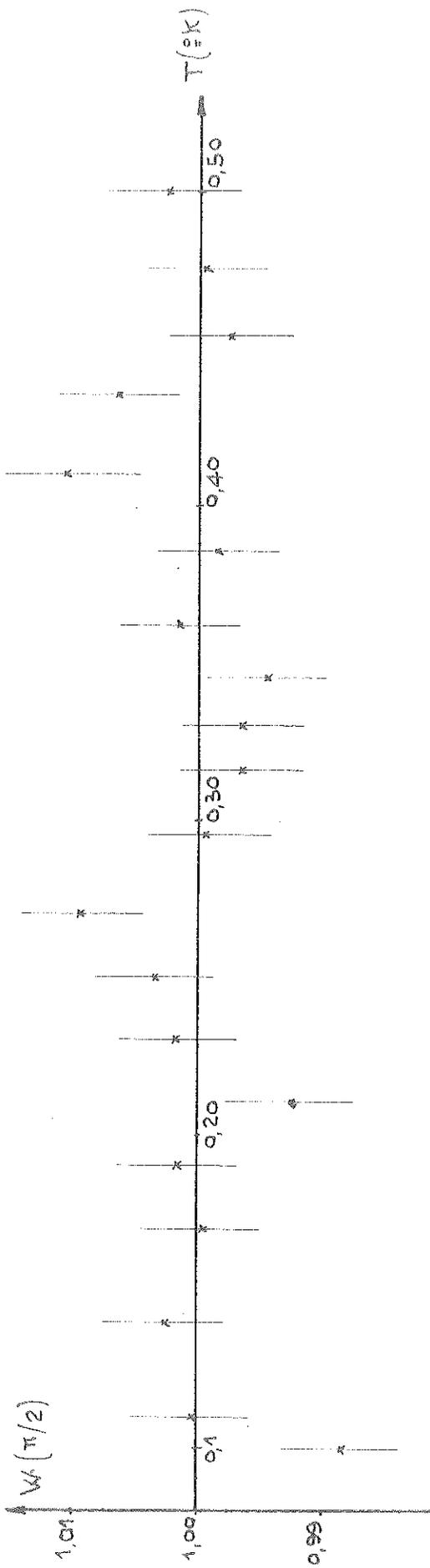
$$H \ll 1,26 \cdot 10^7 \cdot T \cdot \infty.$$

La température la plus basse atteinte étant de l'ordre de 0,01°K,

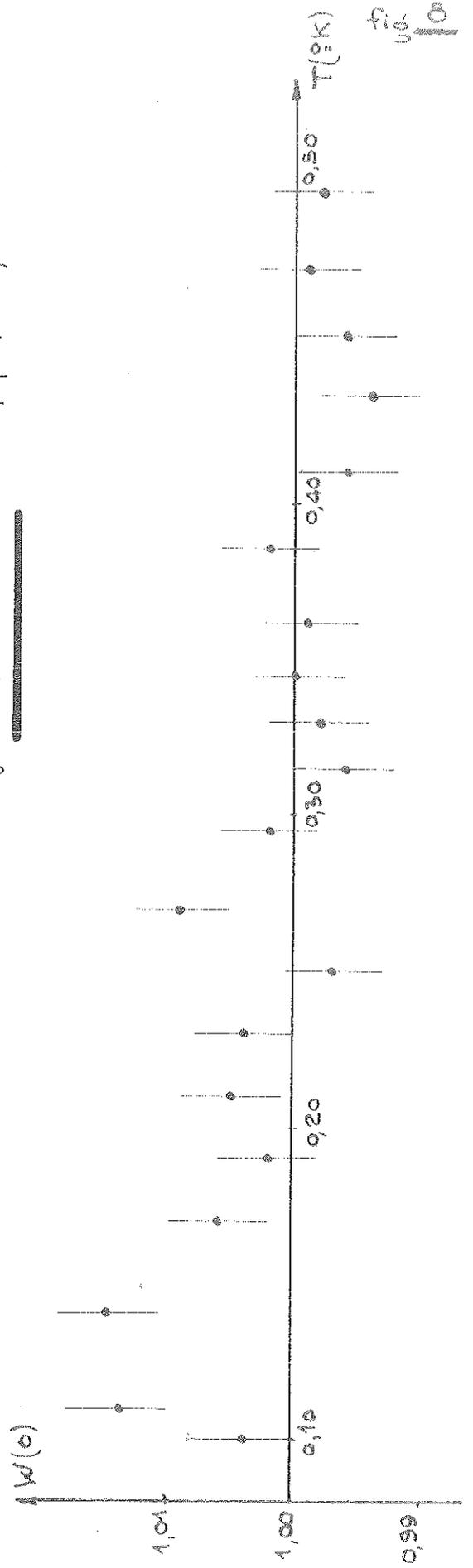
$$H \ll 130 \text{ kœ}.$$

Ainsi les expériences réalisées permettent de penser que le champ interne dans le gadolinium agissant sur les noyaux d' Au^{198} est inférieur à 130 kœ.

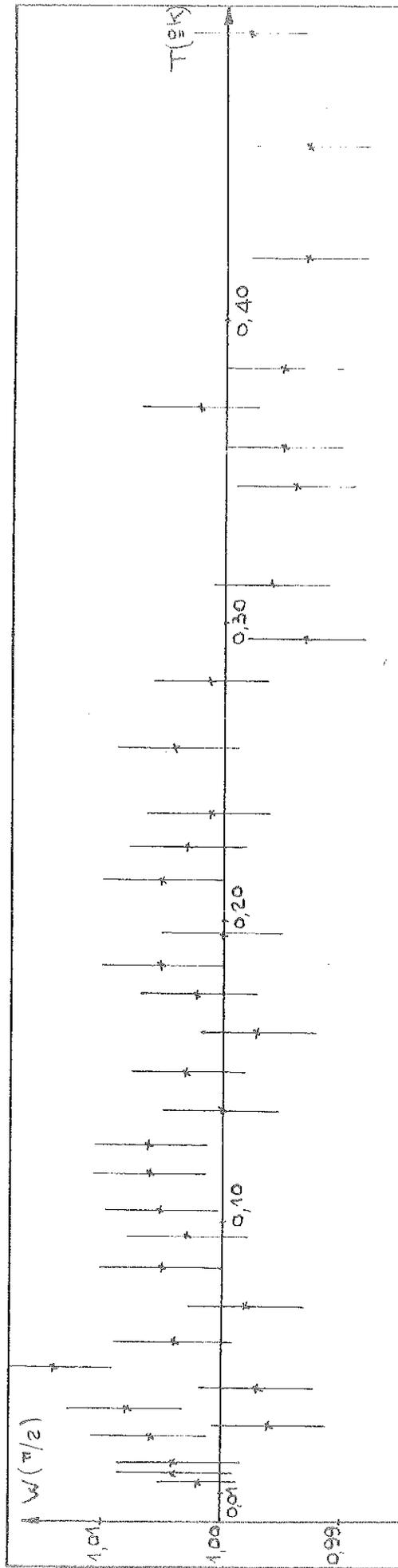
Pour les raisons vues dans le paragraphe relatif au champ dans les métaux de terres rares, cette valeur de 130 kœ ne paraît pas impossible.



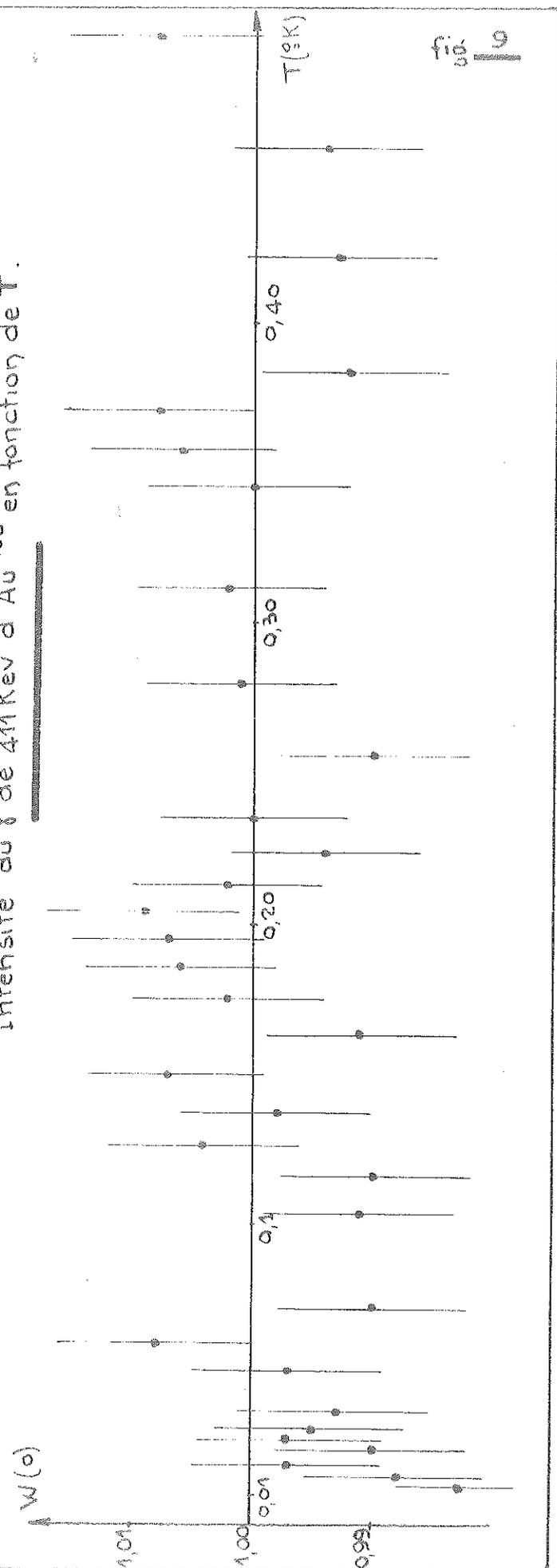
Intensité du γ de 411 Kev d' ^{198}Au en fonction de T .



fr. 10



Intensité du γ de ^{198}Au en fonction de T .



Il y a cependant certaines restrictions à faire :

1. Nous avons admis que l'échantillon est à la même température que le sel. Ceci suppose de très bons contacts thermiques. Le gadolinium ne se soudant pas au cuivre, le seul procédé de fixation de l'alliage sur la tige de cuivre est le collage à l'araldite à chaud. Des essais ont été faits pour vérifier la température de l'échantillon. Ils consistaient à fixer sur sa partie supérieure une courte tige de cuivre surmontée d'une plaque de cuivre sur laquelle sont collées les 2 parties d'un monocristal de nitrate de césium-magnésium. Il aurait alors suffi de mesurer les variations de mutuelle des deux bobinages entourant ce sel. Ce montage n'a apporté aucune amélioration de la précision de la température car le monocristal brise au cours du refroidissement.
2. Les analyses de l'alliage par rayons X n'ont pas fait ressortir les raies de l'or, ce qui tendrait à montrer que les atomes d'or se sont intercalés dans la maille du gadolinium. Mais la proportion d'or étant très faible et le gadolinium s'oxydant, ces analyses ne nous permettent pas d'affirmer la dissolution homogène de l'or.

Notons qu'au Laboratoire des Basses Températures, on travaille sur des lingots de gadolinium qui ne semblent pas altérés par l'oxydation.

C O N C L U S I O N

Les expériences décrites dans le chapitre précédent sont donc de deux types :

- 1/ Polarisation nucléaire des noyaux d'un élément diamagnétique dissous dans un métal ferromagnétique des terres rares, le gadolinium.
- 2/ Polarisation nucléaire des noyaux d'un élément ferromagnétique dissous dans un alliage de deux ferromagnétiques.

Dans le premier cas nous avons choisi des noyaux d'or et avons pu montrer que le champ dans le gadolinium était inférieur à 130 koe.

Notons que cette limite supérieure du champ pourrait être abaissée en prenant par exemple des noyaux d' In^{114m} . En effet, ce cas est plus favorable compte tenu du moment magnétique de $4,7 \mu_{\text{BN}}$ d' In^{114m} et du spin $I=5$ du niveau de 192 kev.

Dans le deuxième cas, celui d'un alliage cobalt-nickel, notre résultat demanderait à être confirmé et justifié en étudiant les variations du champ interne dans cet alliage, directement liées à la structure électronique, en fonction des concentrations.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] A.ABRAGAM et M.H.L.PRYCE : Proc.Roy.Soc.London, 1951, A 205, 135.
- [2] B.BLEANEY : Proc.Phys.Soc. 1951, A 64, 315.
- [3] B.BLEANEY : Phil. Mag. 1951, 42, 441.
- [4] C.J.GORTER : Phys. S. 1934, 35, 923.
- [5] N.KURTI et F.E.SIMON : Proc.Roy.Soc.London, 1952, A 149, 152.
- [6] C.J.GORTER : Physica, 1948, 14, 504.
- [7] M.E.ROSE : P.R. 1949, 75, 213.
- [8] A.SIMON, M.E.ROSE et J.M.JAUCH : P.R. 1951, 84, 1155.
- [9] N.R.STEENBERG : Proc.Phys.Soc. 1953, A 66, 399.
- [10] R.V.POUND : P.R. 1949, 76, 1410.
- [11] J.M.DANIELS : Can.J.Phys. 1954, 32, 662.
- [12] A.ABRAGAM : C.R. PARIS, 1956, 242, 1720.
- [13] H.A.TOLHOEK et S.R.DE GROOT : Physica, 1951, 17, 1.
- [14] H.A.TOLHOEK et S.R.DE GROOT : P.R. 1951, 83, 189.
- [15] H.A.TOLHOEK et J.A.M.COX : Physica, 1953, 19, 101.
- [16] H.A.TOLHOEK : Physica, 1952, 18, 1257.
- [17] H.A.TOLHOEK et J.A.M.COX : Physica, 1952, 18, 357.
- [18] N.R.STEENBERG : P.R., 1951, 84, 1051.
- [19] N.R.STEENBERG : Proc.Phys.Soc. 1952, A 65, 791.
- [20] N.R.STEENBERG : Proc.Phys.Soc. 1953, A 66, 391.
- [21] W.HEITLER : Proc.Cambr.Phil.Soc. 1936, 32, 112.
- [22] S.M.DANCOFF et P.MORRISON : P.R. 1939, 55, 122.
- [23] D.L.FALKOFF et D.S.LING : P.R. 1949, 76, 1639.

- [24] G.RACAH : P.R. 1942, 62, 438.
- [25] G.RACAH : P.R. 1951, 84, 910.
- [26] U.FANO : J.Opt.Soc.Am. 1949, 39, 859.
- [27] J.A.M.COX et H.A.TOLHOEK : Physica, 1953, 19, 673.
- [28] G.R.SATCHLER : P.R. 1954, 94, 1304.
- [29] G.R.SATCHLER : Proc.Phys.Soc. 1954, A 66, 1081.
- [30] T.P.GRAY et G.R.SATCHLER : Proc.Phys.Soc. 1955, A 68, 349.
- [31] R.P.STEFFEN : P.R., 1960, 118, 763.
- [32] B.N.SAMOILOV, SKLYAREVSKII et STEPANOV : Soviet Physics J.E.T.P
1960, Vol. 11, 261.
- [33] W.J.HUISKAMP : Circular polarization of γ rays emitted from
oriented nuclei.
- [34] P.A.TOVE : Rev.Scient.Instr. 1956, 27, 143.
- [35] N.J.STONE et B.G.TURRELL : Physics Letters, 1962, vol.1 n°2, 39.
- [36] W.MARSHALL : P.R. 1958, 110, 1280.
- [37] R.E.WATSON et A.J.FREEMAN: P.R., 1960, 123, 2027.
- [38] C.V.HEER et R.A.ERICKSON : P.R., 1957, 108, 896.
- [39] V.ARP, D.EDMONDS et R.PETERSEN : P.R. Le Hers, 1959, 3, 212.
- [40] N.KURTI : J. Phys.Rad. 1959, 20, 141.
- [41] M.A.GRACE et al. : Phil.Mag. 1959, 4, 948.
- [42] A.M.PORTIS et A.C.GOSSARD: J.Appl.Phys. 1960, 31, 205 S.
- [43] J.M.DANIELS et M.A.R.LEBLANC : Can.J.Phys. 1959, 37, 1321.
- [44] B.DREYFUS, B.B.GOODMAN, A.LACAZE et G.TROLLIET : C.R.Ac.Sci.1961,253,1764
- [45] N.KURTI et R.S.SAFRATA : Phil.Mag. 1958, 3, 780.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.	1
CHAPITRE I - METHODES DE PRODUCTION DES NOYAUX ORIENTES.	3
CHAPITRE II - DESCRIPTION DE L'ORIENTATION PAR LES PARAMETRES f_k .	7
1. Matrice densité.	7
2. Paramètres d'orientation f_k .	10
3. Expression des populations a_m en fonction des paramètres f_k .	15
4. Justification de la définition de f_k .	16
CHAPITRE III - DISTRIBUTION ANGULAIRE DES RAYONNEMENTS γ EMIS PAR DES NOYAUX ORIENTES.	18
Cas d'un rayonnement quadrupolaire ($2 \rightarrow 0$)	20
CHAPITRE IV - CALCUL DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE AU MOYEN DE L'ALGEBRE DES OPERATEURS TENSORIELS.	21
1. Distribution angulaire du γ de 411 keV d' Au^{198}	27
2. Anisotropie des rayonnements γ de noyaux orientés.	27
CHAPITRE V - INFLUENCE DES TRANSITIONS PRECEDANT LE RAYONNEMENT γ .	29
1. Distribution angulaire du γ de 411 keV d' Au^{198}	32
2. Anisotropie et champ magnétique aux noyaux d' Au^{198} .	34
CHAPITRE VI - CHAMP MAGNETIQUE AGISSANT SUR LES NOYAUX ORIENTES.	35
CHAPITRE VII - ENSEMBLE EXPERIMENTAL.	40
1. Appareil de Basses Températures.	40
2. Appareillage électronique.	44
CHAPITRE VIII - DESCRIPTION D'UNE EXPERIENCE.	48
1. Préparation du sel et de l'échantillon.	48
2. Etalonnage de la température.	48
3. Desaimantation adiabatique.	49
4. Mesure de l'anisotropie.	49
CHAPITRE IX - RESULTATS EXPERIMENTAUX.	51
1. Polarisation nucléaire de Co^{60} dans un alliage Co-Ni51	
2. Polarisation nucléaire d' Au^{198} dans le gadolinium.	54
CONCLUSION	57
BIBLIOGRAPHIE	58

=====

VU,

Grenoble, le

Le Président de la thèse,

VU,

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Grenoble,